PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 12. 15. Juni 1908. 9. Jahrgang.
Redaktionsschluß für No. 13 am 15. Juni 1908.

INHALT.

Originalmitteilungen:

H. Greinacher, Über die Strahlenverteilung an radioaktiven Körpern. S. 385.

O. Hahn, Über das Mesothorium. S. 392.

W. Guertler, Über die elektrische Leitfähigkeit der Legierungen und ihren Temperaturkoeffizienten. S. 404.

W. Eickhoff, Über das Sprühen von Kondensatoren. S. 405.

O. M. Corbino, Eine Anordnung zur Erzeugung praktisch konstanten hochgespannten Gleichstromes. S. 408.

O. M. Corbino, Die im Induktionsfunken übergehende Elektrizitätsmenge und dessen sogenannter Widerstand. S. 411.

Besprechungen:

H. Hausrath, Die Untersuchung elektrischer Systeme auf Grundlage der Superpositionsprinzipien. S. 415.

S. Young, Stöchiometrie. S. 415.

J. Thomsen, Thermochemie. S. 416.

R. Kuer, Metallographie in elementarer Darstellung. S. 416.

A. A. Noyes, Die elektrische Leitfähigkeit wäßriger Lösungen. S. 416.

Tagesereignisse. S. 416.

Berichtigung. S. 416.

Personalien. S. 416.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die Strahlenverteilung an radioaktiven Körpern.

Von H. Greinacher.

Zerstäubung an Urankathoden.

Die im folgenden beschriebene Erscheinung wurde zuerst gelegentlich einiger Versuche über die Zerstäubung an Urankathoden beobachtet. Die Anordnung war folgende: In einer Vakuumröhre befand sich ein kleines Stück metallisches Uran, in Messing gefaßt und weiter an einer dünnen Messingstange befestigt. Über das Ganze war eine Glasröhre derart geschoben, daß nur die vom Uran ausgehenden Kathodenstrahlen in den freien Raum der Vakuumröhre gelangen konnten. Um ein paralleles Kathodenstrahlenbündel zu bekommen, war der frei liegende Teil des Uranstücks eben geschliffen. Diesem gegenüber befand sich in variabler Entfernung (1 bis 5 mm) ein Kupferscheibchen, auf welchem sich das zerstäubte Uran niederschlagen sollte. Als Anode diente eine besonders eingeführte Messingelektrode. Nach Belieben konnte aber auch das Kupferscheibchen mit dem positiven Pol verbunden werden. Nach Evakuation der Röhre wurde nun der Strom eines Induktoriums 10 Minuten lang hindurchgesandt. Während dieser Zeit blieb die Sprengelsche Luftpumpe zur Entfernung der Gase, die sich durch die Erwärmung bildeten, unausgesetzt in Tätigkeit. Sodann wurden die Urankathode und das Kupferscheibchen, welch letzteres durch die Kathodenstrahlen etwas oxydiert war, aus der Röhre genommen und nebeneinander auf eine photographische Platte gesetzt. Nach 24stündiger Exposition zeigte sich nun, daß zwar unter dem Uran ein kräftiger Eindruck entstanden war, daß das Kupferscheibchen aber gar keine Schwärzung hervorgerufen hatte. Es war also kein Uran zerstäubt worden. Weitere Versuche über die Frage, ob durch Kathodenzerstäubung etwa das Uran X vom Uran sich trennen lasse[1]), schienen daher aussichtslos.

Während in dieser Hinsicht somit kein positives Resultat erhalten wurde, ließ sich an der Photographie des Uranstücks eine andere auffällige Erscheinung beobachten. Wie zu erwarten war, zeigte sich nicht nur unter der Uranfläche, sondern auch in nächster Umgebung davon eine gewisse Schwärzung. Letztere war auch in allen Richtungen ziemlich gleichmäßig verteilt; nur an einer Ecke, welche die Grundfläche zufällig aufwies, war eine merklich geringere Schwärzung zu erkennen. Es schien, als ob von der Ecke viel weniger photographisch wirksame Strahlen ausgingen.

Herstellung der Photographien.

Ich habe in der Folge eine Reihe von Versuchen zur Erklärung dieses merkwürdigen Verhaltens angestellt. Sie sind sämtlich nach der photographischen Methode ausgeführt, und sei daher zunächst das Wesentlichste über die Herstellung der im folgenden beschriebenen Radiographien mitgeteilt.

Verwendet wurden ausschließlich die gewöhnlichen Lumière-Platten (Marke blau), die sich für Becquerelstrahlen als außerordentlich empfindlich erwiesen. Der Unterschied gegenüber anderen Plattensorten konnte selbst so groß sein, daß man mit Lumièreplatten bereits kräftige detaillierte Schwärzungen erhielt, während andere Platten unter denselben Umständen noch gar nichts erkennen ließen. Wenn man ein Uranstück während einer Stunde auf eine Lumièresche Platte setzte, so war die Schwärzung bereits sehr deutlich. Es sei dies hervorgehoben, weil man wohl vielfach noch glaubt, daß die

1) Wie Crookes (J. J. Thomson, Elektrizitätsdurchgang in Gasen, 1906, S. 471) nachgewiesen hat, läßt sich z. B. eine Legierung Gold-Aluminium in ihre Bestandteile zerlegen, da das Gold allein zerstäubt.

Uranstrahlen erst nach mehrtägiger Exposition Eindrücke und auch dann nur schwache hervorrufen.[1]) Es erwies sich ferner als zweckmäßig, zur Hervorhebung der Kontraste einen Rapid-Entwickler (Amidol, Rodinal) zu verwenden. Eine Reihe der im folgenden wiedergegebenen Photographien sind, um auch in den Reproduktionen die Einzelheiten erkennen zu lassen, mit Sublimat verstärkt. Die betreffenden Bilder sind mit dem Buchstaben *v* gekennzeichnet. Die Reproduktionen sind sämtlich nach Kopien auf Entwicklungspapier Lenta (N. P. G.) ausgeführt.

Strahlenverteilung in der Nähe von Uranstücken.

In besonderer Reinheit wurde die oben beschriebene Erscheinung erhalten, als man ein parallel-epipedisches Uranstückchen auf die Platte setzte. Das Zurechtschleifen des Urans wurde auf einer Schmirgelscheibe vorgenommen. Dabei war es oftmals nicht leicht, scharfe Kanten zu bekommen, da das Material infolge seiner Sprödigkeit nicht nur ausbröckelte, sondern überdies noch meist blasig war.

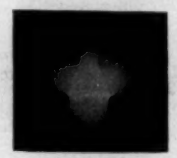


Fig. 1. (*v*) Exposit. 24h.

Fig. 1 stellt nun die nach 24 stündiger Exposition erhaltene Photographie dar. Neben einer kräftigen Schwärzung unter der trapezförmigen Grundfläche sieht man deutlich die Wirkung der von den Seiten ausgehenden Strahlen. Dabei tritt das eigentümliche Verhalten der Ecken sehr charakteristisch hervor. An jeder Ecke ist eine nicht geschwärzte (in der Figur dunkle) Partie, welche ziemlich durch die direkte Verlängerung der Seiten begrenzt ist. Immerhin ist deutlich zu erkennen, daß bei den spitzeren Ecken der Kontrast größer ist als bei den stumpferen. Je größer der Winkel an der Grundfläche ist, um so mehr Strahlen gehen auch aus der Ecke, bis der Effekt bei einem Winkel von 180° schließlich ganz verschwinden muß. Bei genauerem Zusehen wird man etwa noch bemerken können, daß die strahlenfreie Partie nicht spitz an den betreffenden Ecken anhebt.

Dieser Effekt ist insofern merkwürdig, als man zunächst das Umgekehrte erwarten sollte! Denkt man sich der Einfachheit halber die Becquerelstrahlen von den Seitenflächen ausgehend, dann werden vor jeder Ecke Strahlen von zwei Seitenflächen zusammenkommen. Diese Partie, die durch die Verlängerung der Grundlinien begrenzt wäre, müßte also stärker geschwärzt erscheinen, als die Umgebung. Eine solche stärker beeinflußte Zone müßte sich selbst dann abheben, wenn die Intensität der Becquerelstrahlen, die von einer Fläche ausgehen, nach der Seite hin abnimmt.

In der Tat beobachtet man den zu erwartenden Effekt, wenn man etwa einen parallelepipedischen Körper mit radioaktiver Substanz überzieht. Die gleiche Wirkung kann man auch erzielen, indem man ihn mit phosphoreszierender Substanz (Balmainscher Leuchtfarbe) bestreicht und nach Belichtung auf die photographische Platte setzt. Einen dünnen Überzug radioaktiver Materie kann man in einfacher Weise durch Aktivierung desselben in Radiumemanation erhalten. Rutherford[1]) hat eingehende Versuche mit verschieden geformten Körpern, die so aktiviert waren, ausgeführt. Die Schwärzung vor den Ecken ist sogar besonders intensiv, da bei so dünnen Überzügen hauptsächlich nur α-Strahlen wirken. Diese besitzen die Eigenschaft, von einer Fläche gleichmäßig nach allen Seiten ausgesandt zu werden. Nach den Ecken gelangen also intensive α-Strahlenbündel, so daß durch das Zusammenwirken von je zwei Seiten eine kräftige Schwärzung entsteht.

Ebenso wie ein aktivierter Körper, dürfte sich auch ein ganz aus aktiver Materie bestehender verhalten, vorausgesetzt, daß er nur α-Strahlen aussendete. Wegen der außerordentlich hohen Absorbierbarkeit dieser Strahlen käme ja doch nur die Strahlung der Oberfläche in Betracht.

Anders, wenn β-Strahlen und damit auch γ-Strahlen vorhanden sind. Dann treten zugleich Strahlen aus der Tiefe, wenn auch mit einiger Absorption, heraus. Rutherford berührt am Schluß seiner Arbeit diesen Fall und glaubt aus seinen Versuchen mit dünnen Schichten verallgemeinern zu dürfen, daß auch mit massiven Körpern Ähnliches zu erwarten sei, daß also auch hier die Ecken durch stärkere Schwärzung hervortreten würden! Spezielle Versuche über diesen Gegenstand werden nicht angeführt.

Um so überraschender dürfte nun die Wahrnehmung sein, daß bei Parallelepipeden aus Uran gerade das Umgekehrte zu beobachten ist. In diesem Fall konnten für die Erscheinung nur die β- und γ-Strahlen in Betracht kommen. Brachte man etwa zwischen Uran und Platte ein Stück schwarzes Papier, so blieb der Effekt

1) Vergl. Rutherford, Die Radioaktivität 1907, S. 8.

1) E. Rutherford, Le Radium **3**, 257, 1906.

bestehen. Die Wirkung von α-Strahlen oder gar Lichtstrahlen (etwa infolge von Fluoreszenzlicht) war also ausgeschlossen. Die Strahlen wirkten selbst noch durch ziemlich dicke Schichten hindurch. Denn, als ich einmal aus Versehen das Uranstück auf die Glasseite der photographischen Platte setzte, konnte ich die Erscheinung noch recht deutlich erkennen. Nur war die Begrenzung der helleren Ecken in diesem Falle unscharf. Bestand die absorbierende Zwischenschicht aber etwa nur aus Aluminiumfolie (0,003 mm), so ließ sich kein Unterschied gegen sonst bemerken.

Möglichkeit einer Totalreflexion.

In der Folge sind nun eine Anzahl von Versuchen über die Natur der beobachteten Erscheinung ausgeführt. Zunächst zeigten die erhaltenen Bilder, daß die Erscheinung in naher Beziehung zu den Begrenzungsflächen des Uranstücks, insbesondere dessen Seitenflächen, stehen mußte. In der Tat ließ sich auch leicht eine Vorstellung gewinnen, in welcher Weise dieselben den Strahlenaustritt aus dem Körper etwa bestimmen konnten.

Man denke sich etwa ein Glasprisma, das in seiner ganzen Masse fluoresziere, dann wird ein gewisser Teil der Lichtstrahlen nicht direkt aus den Seitenflächen austreten, sondern zunächst einmal total reflektiert werden. Dies bewirkt, daß sich vor den Ecken ein strahlenarmer Raum befindet, dessen Begrenzung genau durch die Verlängerung der Grundseiten gegeben ist. Eine solche auf Totalreflexion beruhende Erscheinung ist von Radebolt[1]) am phosphoreszierenden Flußspat beobachtet worden. Wurde ein solches Stück Röntgenstrahlen ausgesetzt, so daß es in seiner ganzen Masse phosphoreszierte, dann zeigte sich der vom Verfasser selbst auf Totalreflexion zurückgeführte Effekt. Er bezeichnet ihn als „Phänomen der Unwirksamkeit der Kanten".

Wenn nun die β- bez. γ-Strahlen, welch letztere doch vielfach als Ätherwellen aufgefaßt werden, eine Art Totalreflexion an den Uranflächen erfuhren, dann ließ sich der von mir beobachtete Effekt ebenfalls verstehen. Eine solche Annahme schienen einige Versuche zunächst zu bestätigen. So ließ sich der „Flächeneffekt" bedeutend reduzieren, ja sogar zum Verschwinden bringen, wenn man die Strahlen anstatt in Luft in ein anderes Medium austreten ließ.

Bei den in Figur 2 wiedergegebenen Photographien waren die Seitenflächen des Uranprismas der Reihe nach mit Paraffin, Siegellack und Quecksilber umgeben. In letzterem Fall befand sich das Quecksilber in der Aushöhlung

1) W. Radebolt, Dissertation Rostock 1903.

Paraffin
Exposit. 47h.
Fig. 2a.

Siegellack
Exposit. 46½h.
Fig. 2b.

Quecksilber
Exposit. 25h.
Fig. 2c.

eines Korken. Das Uranstück wurde, um es auf die photographische Platte zu drücken, etwas beschwert. Paraffin und Siegellack waren in gutem Kontakt mit den Uranflächen. Dies war indessen ohne Belang, da man dasselbe bekam, wenn der Urankörper nur lose im Paraffin saß. Man sieht, daß der Flächeneffekt stark reduziert ist. Durch das Hg sind überhaupt keine Strahlen gedrungen.

Ein entsprechender Versuch wurde auch mit Wasser gemacht. Auf eine photographische Platte, die sich in einem Glas mit Wasser befand, wurde das Uranstück gesetzt. Eine Photographie wurde jedoch, wohl wegen der bedeutend herabgesetzten Empfindlichkeit der Platte, nicht erhalten. Nur die Grundfläche des Prismas erschien als glasklarer Fleck.

Erwähnt sei noch ein Versuch, bei dem die Seitenflächen des Urans mit Aluminiumfolie belegt waren. Dieselbe lag den Seitenflächen vollständig an, nachdem man diese mit einer Spur Fett bestrichen hatte. Die Photographie ließ jedoch keinen Unterschied gegen sonst erkennen.

Es war ferner gleichgültig, ob die Seitenflächen rauh oder poliert waren, auch wurde der Effekt nicht merklich beeinflußt, als man in die Seitenfläche eine Rinne schliff. Die betreffende Photographie sei hier wiedergegeben (Fig. 3), da sie unter anderem auch zeigt, daß selbst ohne Plattenverstärkung sehr kontrastreiche Bilder erhalten werden konnten. Die

Fig. 3. Exposit. 39h.

Photographie läßt ferner die bereits erwähnte Eigenschaft erkennen, daß die wirksamen Strahlen ohne merkliche Schwächung durch Aluminiumfolie hindurchgehen. Das Aluminiumblatt war zwischen zwei Paraffinklötzen ausgespannt und bezeichnet die Verbindungslinie der beiden in Figur 3 erkennbaren dunklen Ecken die

Richtung, in welcher das Blättchen vor der untersten Kante vorbeilief.

Wenn man etwa zwei Urankeile derart zusammenschob, daß sie mit zwei Seitenflächen aneinanderlagen, so erhielt man dieselbe Photographie, wie wenn das Ganze aus einem Stück bestanden hätte. Aus Figur 4 geht überdies hervor, daß der Effekt selbst bei sehr stumpfem

Fig. 4. (v) Exposit. 22h.

Winkel noch vorhanden ist. Immerhin treten auch aus der Ecke schon ziemlich intensive Strahlen. Bei einem Winkel von 180° darf schließlich gar nichts mehr zu sehen sein.

Selbst bei verhältnismäßig kleinem Eckenwinkel treten bereits schwache Strahlen aus der Ecke aus. Stellte man dieser nämlich ein Stück Paraffin gegenüber, dann zeigte sich am Rand desselben eine Schwärzung infolge von Sekundärstrahlen, und zwar in geringem Maße auch direkt gegenüber der Ecke.

Um der Frage einer Reflexion von β- und γ-Strahlen bei großem Einfallswinkel etwas näher zu treten, wurde folgender Versuch gemacht. Ein Messingblock blendete durch einen 2,5 cm langen und 0,075 mm breiten Schlitz ein schmales Strahlenbündel aus. Der Schlitz war dadurch hergestellt, daß man zwei Messingstücke nach Zwischenschalten eines Stücks Kupferschablonenblech von 0,075 Dicke zusammenschraubte. Am einen Ende des Schlitzes befand sich, in ein Glasröhrchen eingeschlossen, ein Radiumpräparat von der nominellen Aktivität 20000. Nachdem die β- und γ-Strahlen den Schlitz passiert hatten, trafen sie am anderen Ende auf ein Aluminiumprisma. Dies war so gestellt, daß die Austrittsfläche gegen den ankommenden Strahl einen kleinen Winkel (ca. 20°) machte. Figur 5 läßt nun erkennen, daß selbst

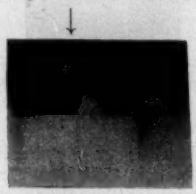


Fig. 5. (v) Exposit. 40h.

unter diesem großen Einfallswinkel keine merkliche Reflexion eintritt. Zugleich bestätigte der Versuch das bereits von H. Becquerel[1]) für kleinere Einfallswinkel gefundene Resultat, daß die γ-Strahlen ungebrochen durch ein Prisma hindurchgehen. Jedenfalls schien nach diesen Versuchen wenig Aussicht mehr vorhanden, den Flächeneffekt durch eine Reflexionserscheinung erklären zu können.

Deflexion.

Als weitere Möglichkeit konnte man das Vorhandensein einer Deflexion ins Auge fassen. Die Ecken konnten etwa darum frei von Strahlen bleiben, weil die aus ihnen austretenden β-Strahlen sich abstießen. Die Vermutung erschien zwar schon aus dem Grunde wenig plausibel, da die β-Strahlen bei ihrer großen Geschwindigkeit eine viel geringere Deflexion erwarten lassen als die Kathodenstrahlen. Auch entsprach die Form des Flächeneffekts nur wenig einer mit der Entfernung zunehmenden Deflexion. Immerhin wurden verschiedene Versuche in dieser Hinsicht unternommen, und seien hier einige davon mitgeteilt.

Wenn die aus den beiden Flächen austretenden Strahlen einander beeinflußten, dann mußte der Effekt ausbleiben, wenn man jeweils nur eine Seitenfläche strahlen ließ. Der Urankeil wurde in etwa 1 mm Abstand vor eine photographische Platte gestellt, welch letztere in die Rille eines Holzbrettchens gesteckt war. Wenn man nun den Urankeil, der einen Winkel von etwa 70° hatte, in gewöhnlicher Weise strahlen ließ, so erhielt man ein Bild, wie es Figur 6b zeigt. Hier erscheint der Flächeneffekt, der veränderten Anordnung entsprechend, als dunkler Streifen.

1) H. Becquerel, Comptes Rendus **132**, 734, 1901.

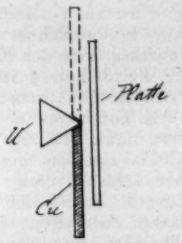


Fig. 6a.

Fig. 6b. Exposit. 48h.

Fig. 6c. (v) Exposit. je 24h

Dieser Streifen mußte nun verschwinden, wenn man die beiden Seitenflächen nicht zusammen, sondern nur einzeln strahlen ließ. Es wurde daher während je 24 Stunden zunächst die eine und dann die andere Seite abgedeckt. Dies geschah durch ein Kupferblech von 1 mm Dicke, dessen Lage aus Figur 6a kenntlich ist. Im übrigen war die Stellung des Urankeils gegenüber der photographischen Platte dieselbe wie im vorigen Versuch.

Man sieht nun (Fig. 6c), daß durch die wechselseitige Abdeckung der Flächeneffekt bis auf eine schwache Andeutung verschwunden ist. Der Versuch wurde auch in der Weise abgeändert, daß man, wie in Figur 7a, nur die eine Seitenfläche und zwar durch ein schräg

Fig. 7a.

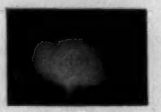


Fig. 7b. (v) Exposit. 41h.

gestelltes Kupferblech von 1 mm Dicke abdeckte. Ganz unten wirkten somit nur die Strahlen der einen Seite auf die photographische Platte. Weiter oben kamen dann allmählich immer mehr Strahlen auch aus der zweiten Fläche hinzu. Es wurde Photographie 7b erhalten. Der Flächeneffekt tritt im ganzen nicht so kräftig hervor. Da unten die eine Seitenfläche unbeeinflußt von der andern strahlte, so erstreckt sich hier die Wirkung in die sonst strahlenfreie Partie hinein, und der Streifen erscheint unten gleichsam nach links gekrümmt.

Während diese Versuche sich durch eine gegenseitige Beeinflussung der beiden Strahlenbündel deuten ließen, lieferten andere wieder keine Bestätigung für diese Auffassung. So ließen z. B. zwei parallele β-Strahlenbündel, die durch zwei nebeneinander liegende Schlitze eines Messingblocks aus der Strahlung eines Radiumpräparats ausgeblendet wurden, keine Deflexion beobachten.

Auch folgender Versuch gab ein negatives Resultat. Vor das Röhrchen mit dem Radiumsalz (Aktivität 20000) wurde ein kleines Paraffinprisma gestellt, derart, daß seine Schmalseite gegen das Präparat gerichtet war. Das Glasröhrchen war so breit im Verhältnis zum Paraffinprisma, daß zu beiden Seiten desselben die Strahlen vorbeigehen konnten. Vor der dem Radium abgewandten Kante des Prismas mußten die beiden Strahlenbündel sich somit kreuzen, wobei dann eine eventuelle gegenseitige Beeinflussung sichtbar werden mußte. In Figur 8 sind die beiden Seitenflächen zu sehen. Das

Fig. 8. (v) Exposit. 7 Min.

Radiumröhrchen ist unten auf der nicht erkennbaren Schmalseite des Paraffinprismas zu denken. Man findet nun in der Tat die Ecke nach oben gleichsam wiedergespiegelt in analoger Weise wie beim Flächeneffekt. Allein die Helligkeitsverteilung ist hier gerade die umgekehrte. Vor dem Paraffinprisma wirken offenbar beide β-Strahlenbündel, ohne irgendeine Deflexion zu zeigen, zusammen, der betreffende Raum wird also stärker beeinflußt und erscheint daher auch in der Reproduktion heller als die Umgebung.

Um noch zu entscheiden, ob der Flächeneffekt modifiziert werde, wenn die Strahlen durch Materie gingen, wurde folgender Versuch gemacht. Vor die Kante eines Urankeils wurde wieder die photographische Platte gestellt. Dazwischen befand sich nun ein Streifen aus Aluminiumblech von 0,1 mm Dicke. Doch reichte dieser nur bis in halbe Höhe des Urankeils, so daß die Strahlen der unteren Partie durch das Blech, die oberen aber ungehindert auf die photographische Platte gelangen konnten. Es ergab sich, daß der Flächeneffekt unten und oben dieselbe Breite hatte. Nur war die untere Hälfte infolge der im Aluminium absorbierten Strahlen weniger geschwärzt.

Uranoxyd.

Bei den bisherigen Versuchen war ausschließlich metallisches Uran verwendet worden. Da dieses, von geringen Beimengungen von Kohle (Urankarbid) abgesehen, nur aus strahlender Materie besteht, so schien es für vorliegende Versuche besonders geeignet. Immerhin ließ sich das verhältnismäßig teure Material schlecht verarbeiten, so daß es wünschenswert schien, auch einen Versuch mit Uranverbindungen zu machen. Ich habe insbesondere versucht, brauchbare Körper aus Uranoxyd und Gips herzustellen. Zunächst wurde Oxyd und Alabastergips in gleichen Mengen gut gemischt und mit Wasser zu einem Teig angerührt. Derselbe ließ sich dann auf einer Glasplatte passend zurechtschneiden. Nach eintägiger Trocknung wurden die Würfel und Keile auf Schmirgelpapier zurechtgeschliffen, wobei man recht gute Kanten erhielt.

Auf diese Weise ließen sich nun leicht Körper von beliebigen Formen herstellen, wobei man sich auch eine größere Anzahl zur Disposition halten konnte. Sie erwiesen sich als über Erwarten gut brauchbar für vorliegende Ver-

suche, da sie trotz der geringen strahlenden Menge und der größeren Strahlenabsorption den Flächeneffekt sehr deutlich zeigten. In Figur 9 sind zwei solche Uranoxydkörper wiedergegeben. Der geringfügige Unterschied gegenüber den Photographien mit metallischem Uran ist sehr auffällig. Dies läßt sich jedoch

Fig. 9 Uranoxyd-Gips. Exposit. 72h.

unschwer verstehen, wenn man sich die Photographien im wesentlichen nicht durch Primärstrahlen, sondern durch Sekundärstrahlen entstanden denkt. Bevor wir jedoch auf diese Vermutung näher eingehen, seien einige Versuche über die Natur der wirksamen Strahlen mitgeteilt.

Magnetische Ablenkung.

Bestanden die wirksamen Strahlen aus β-Strahlen, so mußte der Flächeneffekt vor allem magnetisch ablenkbar sein. Es wurde die in Figur 10a im Schnitt skizzierte Anordnung gewählt. An einem Holzstück H war ein Urankeil ($\sphericalangle$ ca. 50^0) mittels Siegellack befestigt. Das Holzstück war zwischen die Pole eines größeren Elektromagneten geklemmt. Direkt unter den rechteckigen Polschuhen lag die photographische Platte P, die zum Schutze gegen Tageslicht in doppelte Aluminiumfolie von 0,003 mm Dicke eingeschlagen war. Der Abstand zwischen Uran und Platte betrug ungefähr $1^1/_2$ mm. Um ein Vergleichsbild des unabgelenkten Flächeneffekts zu bekommen, war noch ein Kupferblechstreifen K von 1 mm Dicke und der halben Breite des Polabstandes zwischengeschoben. Lag dieser Schieber beispielsweise auf der linken Hälfte der Platte, dann gelangten die Strahlen nur auf die rechte, und umgekehrt. Auf diese Weise konnte man zwei Bilder, wovon das eine mit, das andere ohne Magnetfeld, nebeneinander erhalten. In Figur 10b und c sind zwei mit verschiedenen Feldern aufgenommene Photographien wiedergegeben. Die rechte Hälfte jedes Bildes gibt jeweils den unbeeinflußten Flächeneffekt wieder. Figur 10b wurde mit einem Magnetfeld von 3800 Gauß (1,6 Amp.), 10c mit einem von 8300 (4,0 Amp.) erhalten. Linke und rechte Hälfte des Bildes waren gleich lang exponiert, bei 10b je 24 Stunden, bei 10c je $26^1/_2$ Stunden.

10b zeigt nun bereits eine merkliche Ablenkung des dunkeln Streifens nach oben, oder, wenn man sich Figur 10a vergegenwärtigt, nach hinten. Die Ablenkung entspricht durchaus derjenigen von negativ geladenen Strahlen. Dabei läßt sich noch eine gewisse Konzentration der Strahlen in der unteren Partie und eine Verminderung in der oberen erkennen. Noch ausgeprägter tritt dies bei 10c hervor. Da ist die Ablenkung eine so starke, daß die obere Partie ganz verschwunden ist. Die Strahlen sind derart gekrümmt, daß sie die photographische Platte gar nicht mehr treffen. Hingegen sind in der unteren Partie die Strahlen, die sonst einen größeren Teil der Platte bedecken würden, auf einen Haufen zusammengedrängt.

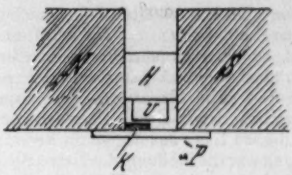


Fig. 10a.

3800 Gauß.
(v) Exposit. je $26^1/_2$h.
Fig. 10b.

8300 Gauß.
(v) Exposit. je 24h.
Fig. 10c.

Verglich man die Größe der Ablenkung etwa bei 10b mit derjenigen, die man theoretisch bei Annahme von β-Strahlen erwarten durfte, so zeigte sich eine befriedigende Übereinstimmung. Es bestand daher kein Zweifel, daß der Flächeneffekt von β-Strahlen herrührte.

Erklärung durch Sekundärstrahlen.

Die Entstehung des Flächeneffekts durch primäre β-Strahlen war nach allem wenig wahrscheinlich. War doch kein Grund zur Annahme da, daß diese sich nicht gleichmäßig nach allen Richtungen ausbreiteten. Andererseits ließen einige Versuche immer deutlicher die vorherrschende Rolle der Sekundärstrahlen erkennen. Daraufhin deutete, wie schon erwähnt, bereits der Umstand, daß Uranoxyd-Gips-Keile eine fast unverminderte Wirksamkeit zeigten. Ja, man konnte dem Material ruhig noch mehr inaktive Materie zugeben, ohne daß die photographische Wirksamkeit stark vermindert worden wäre.

Bei Zusatz von Mennige, das eine starke Absorption der β-Strahlen, aber auch eine starke Emission von Sekundärstrahlen erwarten ließ, war kaum ein Unterschied wahrzunehmen. Figur 11 gibt drei Keile wieder, deren Zusammensetzung aus Uranoxyd, Gips und Mennige der Reihe nach die Proportionen aufwies:

1 : 1 : 0 1 : 1 : $\frac{1}{2}$ 1 : 1 : 1
Uranoxyd-Gips-Mennige. (v) Exposit. 48h.
Fig. 11a. Fig. 11b. Fig. 11c.

1 : 1 : 0; 1 : 1 : 0,5 und 1 : 1 : 1. Alle drei Körper lassen den Flächeneffekt sehr charakteristisch hervortreten.

Bemerkt sei, daß zwischen die Körper und die photographische Platte Aluminiumfolie gebracht war. Es wurden auf diese Weise kleinere glasklare Flecken, die sich unter den aufgelegten Körpern infolge von Feuchtigkeitsspuren leicht bilden, vermieden.

Im folgenden seien nun noch zwei Versuche erwähnt, welche die Wirkung der Sekundärstrahlen in direkter Weise zeigen. Das Radiumpräparat (Aktiv. 20000) wurde in die Öffnung, die in einen Bleiwürfel (1,6 cm^3) gebohrt war, gesteckt. In diesem Fall konnten aus den Seitenflächen und der Grundfläche nur die γ-Strahlen und die von ihnen erzeugten Sekundärstrahlen austreten. Die Photographie, die nach 22 stündiger Exposition erhalten wurde, ist in Figur 12 wiedergegeben. Man erkennt ohne weiteres

Fig. 12. (v) Exposit. 22h.

den Flächeneffekt. Die dunkeln Ecken zeigen jedoch nicht die scharfe Begrenzung wie sonst. Dies ist wohl dem Umstand zuzuschreiben, daß hier die Strahlen nicht aus der ganzen Bleimasse, sondern mehr oder weniger aus der Mitte derselben kommen.

Die ganze Anordnung erinnert etwas an einen allerdings zu anderem Zwecke unternommenen Versuch Becquerels.[1]) Derselbe füllte eine Rinne, die in einen Bleiklotz geschnitten war, mit Radiumsalz. Auf die unter dem Bleiklotz befindliche Platte gelangten nun auch nur γ- und Sekundärstrahlen. In der Tat sieht man auf der Längsseite des Klotzes (seitlich von der Rinne) eine Schwärzung durch Sekundärstrahlen, die mehr oder weniger nach der Seite hin begrenzt ist. Auf den Seiten, wo die Rinne endigt, hingegen zeigt sich nur eine geringe Wirkung. Wenn man den Flächeneffekt kennt, so läßt sich die Form der Schwärzung auf der Längsseite als Andeutung dazu erkennen. Indessen war die Anordnung natürlich zur Erkennung der dem Flächeneffekt eigentümlichen Strahlenverteilung nicht geeignet.

Der zweite Versuch, der ebenfalls den Flächeneffekt als Wirkung der durch γ-Strahlen hervorgerufenen Sekundärstrahlung hinstellt, bestand in folgendem. In einen Bleizylinder von 1 $\frac{1}{2}$ cm Durchmesser war wieder eine zentrale Öffnung von 7 mm Durchmesser zur Aufnahme des Radiumröhrchens gebohrt. Mit der Schmalseite daran anlehnend, befand sich davor ein Aluminiumkeil (Seitenlänge ca. 1 $\frac{1}{2}$ cm). Auch hier konnten allein die γ-Strahlen zur Wirkung gelangen. Nach 18 stündiger Exposition ließ sich nun sehr deutlich der Flächeneffekt erkennen (Fig. 13). Kleinere Unterschiede in

Fig. 13. (v) Exposit. 18h.

den Einzelheiten lassen sich ungezwungen auf den Umstand zurückführen, daß hier die γ-Strahlen nur von der Schmalseite des Aluminiumkeils herkommen, während im Falle des Urans die ganze Masse strahlt.

Die Versuche schienen es nach allem sehr wahrscheinlich zu machen, daß die durch γ-Strahlen ev. β-Strahlen erzeugten Sekundärstrahlen den Flächeneffekt hervorbringen. Man könnte sich dabei etwa folgende Vorstellung machen. Nimmt man an, daß alle von einem γ-Strahl erzeugten Sekundärstrahlen hauptsächlich in dessen eigener Richtung (ev. auch in entgegengesetzter) gehen, dann ließe sich der Flächeneffekt erklären.

1) H. Becquerel, Comptes Rendus 132, 371, 1901.

Betrachten wir z. B. einen Punkt A, der nach allen Seiten gleichmäßig γ-Strahlen aussende. In Richtung AB werden Sekundärstrahlen auf der ganzen Strecke AB' erzeugt. Gehen nun alle Sekundärstrahlen in der Richtung AB, so wird, selbst wenn ein Teil absorbiert wird, eine stärkere Wirkung in B als z. B. in C ausgeübt. Hier werden ja Sekundärstrahlen nur auf der Strecke AC' erzeugt. Es ist leicht einzusehen, daß links von der Richtung AE intensive Sekundärstrahlen von A ausgehen, rechts davon aber nur schwache. Diese Scheidung ist um so schärfer, je näher der Punkt A an der Grenzfläche liegt. Eine Scheidung in umgekehrter Richtung findet natürlich für Punkte an der anderen Seitenfläche statt. Je näher aber ein Punkt der Mitte zu liegt, um so weniger unterscheidet sich die Intensität der aus den beiden Flächen kommenden Strahlen. Ein Teil geht offenbar auch in den Raum vor der Ecke und zwar ein um so größerer Prozentsatz, je größer der Winkel ist. Dies steht in vollständiger Übereinstimmung mit den beobachteten Verhältnissen.

Fig. 14a.

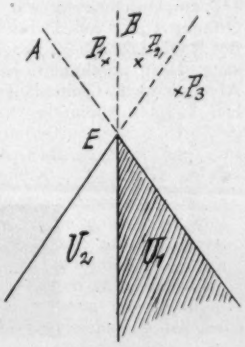


Fig. 14b.

Man kann nun auf Grund der dargelegten Vorstellungen versuchen, die oben beschriebenen Versuche zu erklären. Da dies beim größeren Teil derselben nicht schwer fallen dürfte, will ich hier nicht weiter darauf eingehen. Eine Schwierigkeit, die zunächst etwa noch auftauchen könnte, möge jedoch nicht unerwähnt bleiben. Hat man z. B. ein Uranprisma U_1 (Fig. 14b), so erscheint beispielsweise ein Punkt bei P_2 auf der Platte stärker geschwärzt als bei P_1. Bringt man nun ein zweites Prisma U_2 heran, dann liegt der Punkt P_2, der nun zufolge von U_2 noch mehr Strahlen empfängt, als vorhin, in der strahlenarmen Ecke! Jetzt müssen, wenn der Flächeneffekt bestehen soll, Punkte bei P_3 stärker geschwärzt sein als bei P_2. Die Photographien zeigen nun, daß diese Überlegung durchaus mit den Tatsachen im Einklang ist. Es zeigt sich nämlich, daß außerhalb der strahlenarmen Ecke die Intensität nicht plötzlich zu einem hohen Wert ansteigt, daß also Punkte bei P_2 noch sehr wenig geschwärzt sind. Infolgedessen ist es möglich, daß, selbst wenn von U_2 noch Strahlen hinzukommen, der Flächeneffekt infolge von Kontrastwirkung stets zustande kommt. Diese Verhältnisse sind etwa an Figur 1 unschwer zu erkennen.

Nach allem scheint somit der Schluß gerechtfertigt, daß der Flächeneffekt durch Sekundärstrahlen hervorgerufen wird. Mit Hilfe der oben gemachten Annahme ließe sich ferner das Zustandekommen des Effekts verstehen. Eine definitive Erklärung der Erscheinung dürfte jedoch erst von speziellen Versuchen über Sekundärstrahlen zu erwarten sein.

Physikalisches Institut der Universität Zürich, Mai 1908.

(Eingegangen 15. Mai 1908.)

Über das Mesothorium.

Von Otto Hahn.

Die Existenz des Mesothors als Zwischenprodukt zwischen dem Thorium und dem Radiothor [1]) ist neuerdings von verschiedenen Seiten bestätigt worden. Einmal von Boltwood [2]), dessen frühere und neue Versuche über die Aktivität von Thorsalzen sich recht befriedigend mit der Annahme des genannten Zwischenproduktes erklären lassen, andererseits von Mc. Coy [3]), der eingehend die zeitlichen Aktivitätsschwankungen verschiedener Thorpräparate prüfte und ebenfalls zu einem einwandfreien Resultate über das neue Produkt gelangt. Unter der Voraussetzung des Wertes 737 Tage für die Zerfallsperiode des Radiothors findet Mc. Coy die Periode des Mesothors zu 5,5 Jahren. Die von mir seit kurzem angenommene α-Strahlung [4]) des eigentlichen Thors wurde unabhängig auch von Mc. Coy gefunden.

In der Mittheilung „Über die Strahlung der Thoriumprodukte" habe ich dann noch die Angabe gemacht, daß das Mesothor β-Strahlen aussendet, und in jüngster Zeit in Gemeinschaft mit Lise Meitner [5]) über deren Durchdringungsvermögen berichtet.

1) O. Hahn, diese Zeitschr. **8**, 277—281, 1907.
2) Boltwood, diese Zeitschr. **8**, 556—561, 1907.
3) Mc. Coy, Journ. Americ. Chem. Soc. **29**, 1709—1718.
4) O. Hahn, Chem. Ber. **40**, 3304—3306, 1907.
5) O. Hahn u. L. Meitner, diese Zeitschr. **9**, 321—333, 1908.

Vor kurzem wurde nachgewiesen[1]), daß auch das Mesothor keine einheitliche Substanz vorstellt, sondern aus dem „Thorium 1" und dem „Thorium 2" besteht, von denen das eine strahlenlos mit der für das Mesothor angegebenen Periode in das zweite β-strahlende übergeht, dessen Zerfall zur Hälfte in 6,20 Stunden erfolgt. Die früheren, wie die folgenden Versuche über das Mesothor werden durch dessen komplexe Natur nicht berührt.

Genauere Zahlenbelege habe ich bei meiner oben erwähnten ersten Arbeit über das Mesothor nicht gegeben. In der Folge wurden dann die Befunde nach verschiedenen Richtungen hin kontrolliert und die quantitativen Verhältnisse präziser festgelegt.

Die vorliegende Mitteilung gibt zusammenfassend die dabei gewonnenen Resultate; doch möchte ich nicht unerwähnt lassen, daß ein Teil der Deduktionen und quantitativen Befunde sich bereits in der mittlerweile erschienenen, oben zitierten Mc. Coyschen Arbeit finden.

Ich habe früher die bei der technischen Herstellung der Thorsalze sich ergebende Verteilung der ersten radioaktiven Zerfallsprodukte des Thors folgendermaßen aufgefaßt: „Bei der technischen Herstellung des Thoriums aus dem Monazitsande bleibt das Radiothor beim Thorium, während das Mesothor ganz oder zum großen Teile davon abgetrennt wird. Deshalb nimmt die Aktivität frischer Thorsalze anfangs ab, weil das Radiothor mit seiner Periode von 2 Jahren zerfällt. Nach einigen Jahren wird ein niedrigster Wert der Aktivität erreicht, und dann nimmt diese wieder zu, da das inzwischen neu gebildete Mesothor die Bildung von frischem Radiothor zur Folge hat."

Daß bei der Herstellung des Thors das Radiothor von diesem nicht in irgendwie erheblicher Menge abgetrennt wird, wurde einwandfrei nachgewiesen. Einmal konnte bei dem langwierigen technischen Reinigungsprozeß des Thoriums ein Schwächerwerden der Präparate in bezug auf ihren Gehalt an Radiothor nicht beobachtet werden. Auch gelang es nicht, Radiothor in frischen Monazitsandablaugen und -rückständen in nennenswerter Menge nachzuweisen, was ja der Fall hätte sein müssen, wenn ein Teil des Radiothors abgetrennt worden wäre.

Schließlich wurde die spezifische Aktivität eines frisch hergestellten reinen Thornitrats mit der eines Thorminerals von bekanntem Gehalte verglichen. Zur Verwendung gelangte eine Probe Thorianit mit 79,4 Proz. Thoroxyd und 15,1 Proz. Uranoxyd. Natürlich mußte man hierbei den auf Uran + Zerfallsprodukte entfallenden Wert kennen und von der Gesamtaktivität abziehen. Dies geschah durch Vergleich mit einer sehr reinen Probe Joachimsthaler Pechblende, die keine oder nur minimale Mengen von Thorium enthält. Ihren Uranoxydgehalt bestimmte ich zu 81 Proz. Die erwähnten Mineralproben wurden möglichst fein pulverisiert, dann noch durch ein Stoffilter gesiebt, und die äußerst fein verteilte Substanz in dünner Schicht auf ein Aluminiumblatt in gleichmäßiger Schicht aufgetragen. Die von Mc. Coy zuerst angewendete Methode hat sich zur Herstellung dünner und haftender Schichten auch bei den später folgenden Versuchen durchaus bewährt. Als α-Aktivität ergab sich in willkürlichen Einheiten für 10 mg Thorianit 78,2, für 10 mg Pechblende 156. Die ev. Emanationsabgabe der beiden Mineralien habe ich nicht berücksichtigt. Sie schien, nach einem orientierenden Versuch zu schließen, nur recht gering zu sein.

Unter Benutzung des oben erwähnten Gehaltes der Substanzen an radioaktiven Stoffen ergibt sich durch einfache Rechnung für 10 mg Thoroxyd in dünner Schicht unter den von mir eingehaltenen Bedingungen der Wert 66,2. Hiermit verglichen wurde ein Thornitrat, das gerade aus dem technischen Herstellungsprozeß hervorging. Es wurde sehr heftig geglüht, um es in den nicht emanierenden Zustand überzuführen. Unter anfänglichem Steigen der Aktivität durch Neubildung von Thorium X wurde nach etwa drei Wochen der Maximalwert erreicht. Die Aktivität ergab sich zu 65,5. Da während der drei Wochen schon etwa 2 Proz. Radiothor zerfallen waren, so entspricht der obige Wert einer Maximalstärke von 66,9; man erkennt, daß die Übereinstimmung zwischen der spezifischen Aktivität des Thorminerals und der des Oxyds eine sehr befriedigende war.

Diese Befunde stehen in vollkommener Übereinstimmung mit denen von Mc. Coy, dem es auch auf keine Weise gelungen war, Radiothor vom Thorium zu trennen, und ich stehe durchaus auf seinem Standpunkt, daß die von anderen Forschern und mir früher ausgeführten angeblichen Abtrennungen des Radiothors in Wirklichkeit nur Radiothor aus abgetrenntem Mesothor vorstellten.

Während das Radiothor beim Thorium bleibt, wird das Mesothor bei dessen fabrikmäßiger Herstellung entfernt; und hierdurch erklären sich alle die Schwankungen in den Aktivitätsbefunden von Thorsalzen, wie sie jetzt von einer ganzen Reihe von Forschern beobachtet worden sind.

I. Aktivitätsänderungen an ursprünglich mesothorfreien Thorpräparaten.

Man kann verschiedene Wege einschlagen, um einen Überblick über die vorliegenden

1) O. Hahn, diese Zeitschr. **9**, 246—248, 1908.

Verhältnisse zu bekommen. Der nächstliegende besteht darin, ein frisch bereitetes Thorpräparat, das, wie oben erwähnt, anfänglich seine theoretische Aktivität besitzt, auf die im Laufe der Zeit eintretenden Änderungen der Aktivität zu untersuchen. Man braucht es also nur unter gleichen äußeren Bedingungen längere Zeit hindurch zu prüfen, und wird dadurch zu einer Aktivitätskurve gelangen, die einen Einblick in die Vorgänge gestattet. Wir werden sehen, daß die Schwankungen sich über viele Jahre erstrecken, und daß zur Aufnahme einer vollständigen Kurve mehr als ein Menschenalter notwendig wäre. Immerhin kann man den Anfang der Kurve aufnehmen, und ich werde weiter unten einige diesbezügliche Werte angeben.

Der andere Weg, der sich einschlagen läßt, um über die Aktivitätsschwankungen der Thorverbindungen Aufklärung zu bekommen, ist der, verschieden alte Präparate unter möglichst vergleichbaren Bedingungen zu untersuchen, um dadurch zu ein und derselben Zeit eine der oben angedeuteten Kurve entsprechende zu erhalten.

Schließlich kann man beide Methoden kombinieren, indem man verschieden alte Thorprodukte auf ihre Aktivitätsänderungen hin untersucht. Man muß dann finden, daß sich die verschiedenen Produkte völlig verschieden verhalten, die einen nehmen rasch ab, andere langsamer, wieder andere nehmen zu usf.

Der zweite Weg war der ursprünglich eingeschlagene und hatte auch zuerst einen sicheren Anhaltspunkt für das neue Zwischenprodukt ergeben. Ich möchte deshalb hier auf die beobachteten Verhältnisse etwas näher eingehen.

Was die Meßmethoden anbelangt, so habe ich anfangs nur die Aktivität mit Hilfe der α-Strahlen untersucht. Später wurde zur Kontrolle auch die Emanation verschieden alter Thorpräparate direkt geprüft. Ich hatte dabei als sicher vorausgesetzt, daß die Kurven gleiche Form haben müßten. Beide Messungsreihen waren nun anfangs durchaus nicht sehr schön, sondern zeigten auch für gleiche Präparate und bei gleicher Methode oft nicht unbeträchtliche Differenzen; aber eines konnte frühzeitig mit Sicherheit nachgewiesen werden: die Aktivitätskurve verschieden alter Thorpräparate, wie sie aus den Messungen der α-Partikeln resultierte, zeigte einen etwas anderen Verlauf als die, die man aus der Messung der Emanation verschiedener Präparate konstruieren konnte.

Eine Erklärung für dies unerwartete Resultat war von vornherein nicht gegeben, denn man nahm ja bis dahin an, daß die α-Aktivität der Thorsalze lediglich von dem Gehalt an Radiothor herrührte. Es hätte also das Thorium und das neue Zwischenprodukt, das ja keine α-Strahlen abgab, für die oben erwähnten Messungen ebensowenig in Betracht kommen sollen, wie bei den Messungen der Emanation.

Da die Kurven dennoch verschieden waren, so konnte nur die Voraussetzung falsch sein, daß die Gesamt-α-aktivität des Thors nur vom Radiothor und dessen Zerfallsprodukt herrührt. Und in der Tat hat sich die Voraussetzung auch als irrtümlich erwiesen.

In meiner Mitteilung „Über die Strahlung der Thoriumprodukte“ [1]) habe ich bereits mehrere Punkte dafür angeführt, daß wir im Thorium nicht 5, sondern 6 α-Strahlenprodukte anzunehmen haben, die sich verteilen auf das eigentliche Thor, Radiothor, *Th X*, *Em*, *Th B* und *Th C*. Also auch das seit der Entdeckung des Radiothors für strahlenlos gehaltene Thorium emittiert α-Partikeln [2]) und unter dieser Voraussetzung ist es durchaus zu erwarten, daß die Kurven für die α-Aktivität und die für die Emanation voneinander verschieden sind.

a) Emanationsmessungen.

Entgegen dem in Wirklichkeit eingehaltenen Wege beschreibe ich zuerst die Emanationsmessungen, da hierbei, wie sich aus Obigem ergibt, die Verhältnisse etwas einfacher liegen als bei den α-Strahlenbefunden und man dabei direkt einen Schluß auf die Lebensdauer des Mesothors ziehen kann.

Hier traten nun beträchtliche Schwierigkeiten auf, denn es zeigte sich, daß es durchaus nicht leicht war, quantitativ vergleichbare Thoremanationsmessungen vorzunehmen.

Es wurde daher auch anfangs die Möglichkeit ins Auge gefaßt, statt der Emanation deren aktiven Beschlag zur Messung zu verwenden, wie es von Dadourian geschehen ist.[3]) Aber ich kam hiervon wieder ab, weil die Methode wohl in größeren Mengen brauchbare Resultate geben wird, mit kleineren aber versagen muß, und ich von manchen Präparaten nur kleine Mengen zur Verfügung hatte.

Durch das liebenswürdige Entgegenkommen der Firma Dr. O. Knöfler & Co. in Plötzensee und insbesondere ihrem Betriebsleiter Herrn Dr. Cammerer war es mir möglich, eine ganze Reihe verschieden alter Thorproben zu untersuchen, darunter eine, die mit Mai 1896 und eine, die sogar mit Februar 1895 bezeichnet war, die also aus Zeiten stammten, wo die Thorgewinnung noch eine ganz junge Industrie war und die Präparate sehr großen Wert besaßen.

1) l. c.

2) Wie schon eingangs erwähnt, kommt Mc. Coy in seiner oben zitierten Arbeit zu dem gleichen Resultat.

3) Dadourian, diese Zeitschr. 7, 453—456, 1906.

Außerdem hatte ich noch eine kleine Menge Thorcernitrat vom Februar 1903, eine Nitratprobe vom September 1904, einige ältere und eine große Zahl neuerer Produkte von 1907 und Ende 1906.

Äußerlich unterschieden sich die Substanzen kaum voneinander; manche schienen etwas feucht zu sein. Oxydbestimmungen, die aber nicht mit allen Präparaten vorgenommen wurden, ergaben, den Angaben der Fabrik entsprechend, einen Durchschnittsgehalt von 47 Proz. Oxyd. Die sämtlichen Proben wurden daher in ihrem Gehalte an Thoroxyd als gleich angesehen.

Um die Emanationen miteinander zu vergleichen, war es im Prinzip nur nötig, durch die Thorlösungen unter gleichen äußeren Verhältnissen einen konstanten Luftstrom zu leiten und die mitgenommene Emanation zu messen. Zur Prüfung der Brauchbarkeit der Methode wurden vorerst gleiche Präparate untersucht. Etwa 0,1 bis 0,2 g Thornitrat wurden in möglichst gleich großen Erlenmeyerkölbchen in einer gleich großen Menge Wasser gelöst. In das kurze Ableitungsrohr des Erlenmeyerkolbens war ein Wattepfropf ziemlich fest eingeschoben und das Ableitungsrohr direkt mit dem einen Ansatzrohr eines Emanationselektroskops verbunden, während das andere Ansatzrohr des Elektroskops an eine Wasserstrahlpumpe angeschaltet war. Beim Intätigkeitsetzen der Pumpe geht ein Luftstrom durch die Thorlösung, wobei er sich mit der Emanation belädt, passiert den Wattebausch, kommt ins Elektroskop, wirkt darin ionisierend und tritt auf der entgegengesetzten Seite aus dem Elektroskop wieder aus. Der Luftstrom wurde eingestellt durch Zählen der Blasen in einer vor die Thorlösung eingeschalteten Waschflasche mit konz. Schwefelsäure. Es braucht wohl kaum erwähnt zu werden, daß der Ionisierraum des Elektroskops, durch den der die Emanation enthaltende Luftstrom passierte, von dem Goldblattsystem, an dem die Ablesung vorgenommen wurde, luftdicht abgeschlossen war, da man ja durch die Luftströmung sonst niemals brauchbare Zahlen hätte erhalten können.

Wurde nicht vor dem Einschalten der Thorlösung an das Elektroskop ein Luftstrom durch die Lösung geschickt, so waren die ersten Werte wegen der aufgespeicherten Thoremanation natürlich zu groß. Auch wurde ev. vorhandene Radiumemanation in das Elektroskop hineingebracht.

Kurz vor dem Einschalten an das Elektroskop wurde daher der Überschuß an Emanation fortgeblasen. Durch Variieren der äußeren Bedingungen, wie der Geschwindigkeit des Luftstromes, der Menge der Lösung usf. wurden die brauchbarsten Bedingungen für die Messungen herauszufinden gesucht. Die Übereinstimmung auch bei gleichen Präparaten ließ aber häufig noch viel zu wünschen übrig.

Es wurden dann vom Glasbläser eine Anzahl kleiner Gläschen hergestellt von möglichst identischen Dimensionen, wobei besonders darauf gehalten wurde, daß das in die Flüssigkeit eintauchende Luftzuführungsrohr genau in gleicher Höhe über den Boden endigte. Die Übereinstimmung in den Befunden wurde bei Verwendung dieser Gläschen besser.

Bei den schließlich ausgeführten Messungen wurde aber überhaupt von mehreren Gefäßen abgesehen, und die zu untersuchende Thorlösung immer in ein und demselben Gläschen zur Untersuchung gebracht. Versuche mit verschiedenen Mengen ein und desselben Präparats bestätigten im großen und ganzen, daß unter sonst gleichen äußeren Bedingungen die durch die Luft mitgenommene Emanationsmenge der Menge der gelösten Substanz proportional ist. Doch gilt dies genau nur innerhalb ziemlich enger Grenzen. Mengen, die sich z. B. verhielten wie 1 : 2, gaben schon nicht mehr exakt proportionale Werte für den Emanationsbetrag. Da nun die zur Untersuchung gelangenden Thorproben in ihrem Radiothorgehalt um mehr als 1 : 2 für gleiche Thormengen schwankten, so war es also schon nicht mehr angängig, immer die gleiche Gewichtsmenge des Salzes zur Verwendung zu bringen. Es wurden die Mengen deshalb so gewählt, daß der Aktivitätsbefund innerhalb nicht zu weiter Grenzen immer derselbe blieb; die Mengen also im Verhältnis von etwa 2 : 1 variierten, je nach der Stärke der Präparate.

Endgültig wurde folgendermaßen verfahren: 0,1 bis 0,2 g Thornitrat von bekanntem Gehalt und bekanntem Alter wurden in 10 ccm Wasser gelöst und in ein 50 ccm fassendes Waschfläschchen mit eingeschliffenem Stöpsel eingefüllt. An das Gasableitungsrohr wurde ein mit Watte beschicktes Glasröhrchen angeschaltet und dieses direkt mit dem Elektroskop verbunden. Der Luftstrom wurde derart eingestellt, daß durch die vorgeschaltete Schwefelsäureflasche pro Sekunde 5 Blasen gingen. Bei Schwankungen des Wasserdrucks wurde der Versuch abgebrochen, weil dann die Resultate unbrauchbar wurden. Vor jeder Messung wurde der natürliche Abfall des Elektroskops bestimmt, denn dieser verschlechtert sich ja beständig durch den beim Zerfall der Emanation bestehenden aktiven Niederschlag.

Das Aluminiumblatt brauchte zum Passieren von 5 Teilstrichen unter obigen Bedingungen etwa 70—90 Sekunden, bei einem natürlichen Abfall von etwa 60 Minuten, der aber dann oft bis zu 20 Minuten anstieg. Aus mehreren

Befunden wurde das Mittel genommen, der Luftstrom beständig auf Konstanz kontrolliert. Nach Beendigung einer Messungsreihe wurde das Gläschen sorgfältig ausgespült, getrocknet und mit neuer Substanz versehen, und während dieser Zeit der natürliche Abfall von neuem bestimmt. Da die einzelne Messungsreihe durchschnittlich nicht mehr als 10 bis 15 Minuten in Anspruch nahm, so wurde der natürliche Abfall während dieser Zeit als konstant angesehen.

Ich habe nach Möglichkeit versucht, eine größere Anzahl von Messungen an einem Tage vorzunehmen, da es sich zeigte, daß dieselben Präparate einige Tage später unter äußerlich gleichen Bedingungen manchmal beträchtliche Schwankungen gegen früher aufwiesen, auch wenn an dem Elektroskop eine Änderung nicht zu bemerken war. Überhaupt war trotz aller Vorsicht die Übereinstimmung in den Messungen durchaus keine glänzende, und einige Male fielen Werte gegen vorher gefundene ziemlich stark heraus. Von den häufig vorgenommenen Messungen gebe ich deshalb nur eine Reihe wieder, bei deren Aufnahme die äußeren Bedingungen des Wasserdrucks usw. anscheinend recht konstant geblieben waren.

Die verwendeten Präparate stammen nach Angabe der Fabrik von folgenden Daten:

1.	18. Dezember 1907
2.	1. Oktober 1907
3.	31. Juli 1907
4.	1. Juni 1907
5.	1. März 1907
6.	1. Dezember 1906
7.	Oktober 1906
8.	1. Juli 1906
9.	April 1906
10.	September 1904
11.	Februar 1903
12.	November 1901
13.	Dezember 1900
14.	Dezember 1898
15.	Juli 1897
16.	Mai 1896
17.	Februar 1895.

Die Präparate 3—9 wurden am 11. Februar 1908 untersucht. Die übrigen am 31. Januar und 1. Februar.

Die anfangs starken Präparate werden mit zunehmendem Alter schwächer. Die Probe vom Februar 1903 war am schwächsten, und die noch älteren Präparate werden allmählich wieder stärker. In der weiter unten folgenden Tabelle sind die auf die Aktivität 100 zur Zeit Null umgerechneten Werte angegeben; zu gleicher Zeit sind aber die Werte, die am 1. Februar beobachtet waren, um 3 Proz. erhöht gegen die vom 31. Januar und 1. Februar. Dieses etwas willkürliche Verfahren hielt ich für berechtigt, nachdem ich bei der Konstruktion der theoretischen Kurve ersehen zu haben glaubte, daß aus irgendeinem Grunde die am 11. Februar und die vom 31. Januar bis 1. Februar erhaltenen experimentellen Werte ungefähr um den obigen Betrag gegeneinander verschoben waren. Eine Standardthoriumlösung habe ich an den zwei verschiedenen Daten nicht untersucht, so daß ich eine direkte Berechtigung zu der Verschiebung nicht habe, sondern sie der Kurve zuliebe vorgenommen habe.

Wir werden aber bei der weiter unten zu besprechenden α-Strahlenkurve sehen, daß mein Vorgehen vielleicht berechtigt war. Bevor ich nun die gefundenen Zahlenwerte angebe, wende ich mich kurz zur Diskussion der theoretischen Kurve.

Angenommen ist, daß die Aktivitätsschwankungen der verschieden alten Thorsalze davon herrühren, daß das anfangs in ihnen enthaltene Radiothor zerfällt, weil sein Mutterprodukt fehlt; daß das Mutterprodukt, das Mesothor, aus dem Thorium selbst nachgebildet wird und daß mit seiner Nachbildung Radiothor neu entsteht. Die theoretische Aktivitätskurve wird sich daher zusammensetzen aus zwei zu gleicher Zeit stattfindenden Vorgängen, einmal aus dem Zerfall des seiner Muttersubstanz beraubten Radiothors und außerdem dem Anstieg von neuem Radiothor aus dem neu entstehenden Mesothor.

Die eine Änderung folgt dem gewöhnlichen Exponentialgesetz

$$N = No \cdot e^{-\lambda_2 t},$$

worin λ_2 die Zerfallskonstante des Radiothors bedeutet und No die dem Gleichgewicht entsprechende maximale Menge an Radiothoratomen, N die zu einer beliebigen Zeit t vorhandene Anzahl.

Einen Ausdruck für den Anstieg der Aktivität findet man aus folgender Überlegung. Das die Thoremanation bildende Thorium-X hat im Verhältnis zum Radiothor eine so große Bildungsgeschwindigkeit, daß wir, ohne nennenswerten Fehler zu begehen, die Entstehung der Emanation als gleichzeitig mit der des Radiothors ansehen können. Die gefundenen Emanationszahlen sind also ein direktes Maß für die Menge vorhandenen Radiothors.

Das Thorium selbst wandelt sich während der ganzen in Betracht kommenden Zeit zu einem solchen minimalen Betrage um, daß wir es als konstant ansehen können. Seine Anwesenheit kommt für die Emanationsmessungen unmittelbar nicht in Betracht, da ja die Emanation nur von der Menge vorhandenen Radiothors abhängt.

Die Erholungskurve für ein seines Mesothors und Radiothors beraubten Thoriums ist

also komplementär einer Kurve, die den Zerfall eines Gemisches von Mesothor + Radiothor in radioaktivem Gleichgewicht, losgetrennt vom eigentlichen Thorium, vorstellt.

Bezeichnen wir mit P und Q die Anzahl der Atome Mesothor und Radiothor zu irgendeiner Zeit t, Po und Qo die Anzahl zur Zeit Null, wenn sie also in ihrer maximalen Menge vorhanden sind, bezeichnen wir außerdem mit λ_1 und λ_2 die den beiden Produkten zugehörigen Zerfallskonstanten, so bestehen die Gleichungen [1])

$$P = Po \cdot e^{-\lambda_1 t}$$

$$Q = \frac{Qo}{\lambda_2 - \lambda_1}(\lambda_2 \cdot e^{-\lambda_1 t} - \lambda_1 \cdot e^{-\lambda_2 t}).$$

Die erste Gleichung kommt für unseren Fall nicht in Betracht, da wir ja die Emanation zur Messung heranziehen und diese nur vom Radiothor ($+ ThX$) abhängt.

Die für die Erholung des ursprünglich reinen Thoriums [wenn Mesothor + Radiothor abgetrennt sind] geltende komplementäre Gleichung lautet also:

$$Q = Qo\left[1 - \frac{1}{\lambda_2 - \lambda_1}(\lambda_2 \cdot e^{-\lambda_1 t} - \lambda_1 \cdot e^{-\lambda_2 t})\right].$$

Die theoretisch zu erwartende Aktivitätskurve für ein ursprünglich mesothorfreies, aber radiothorhaltiges Thorpräparat findet also ihren Ausdruck in der Gleichung:

$$\mathcal{J} = \lambda_2(N + Q) = \lambda_2 No \cdot e^{-\lambda_2 t} + \lambda_2 Qo \left[1 - \frac{1}{\lambda_2 - \lambda_1}(\lambda_2 \cdot e^{-\lambda_1 t} - \lambda_1 \cdot e^{-\lambda_2 t})\right].$$

Hierin sind $\lambda_2 N$ und $\lambda_2 Q$ zwei beliebige Zahlen zwischen 0 und 100, während $\lambda_2 No$ und $\lambda_2 Qo$ beide $= 100$ zu setzen sind, wenn ich die Anfangsaktivität und die schließliche Endaktivität zu 100 annehme. Wir erhalten hiernach die etwas einfachere Gleichung:

$$\mathcal{J} = 100 e^{-\lambda_2 t} + 100 - \frac{100}{\lambda_2 - \lambda_1}(\lambda_2 \cdot e^{-\lambda_1 t} - \lambda_1 \cdot e^{-\lambda_2 t}).$$

Von den Zerfallskonstanten λ_1 und λ_2 ist λ_2 bekannt, nämlich die des Radiothors. Sie ist nach G. A. Blanc [1]) 0,343 Jahre^{-1}, wenn als Periode der Wert 2,02 Jahre angenommen wird, ein Wert, den ich bei meinen Versuchen bestätigt gefunden habe.

Für λ_1 kann man beliebige Werte wählen, und dann die resultierende Kurve mit der experimentell gefundenen vergleichen.

Die Kurve A der Fig. 1 ist aus obiger Gleichung konstruiert, wenn als Zerfallsperiode des Mesothors der neuerdings auch von Mc. Coy angenommene Wert von 5,5 Jahren eingesetzt wird. Die gestrichelten Kurven I und II stellen die Komponenten vor, aus denen sich die Kurve A zusammensetzt. I bedeutet also

1) Siehe Rutherford-Aschkinaß, S. 343—344.

1) G. A. Blanc, diese Zeitschr. **8**, 321—324, 1907.

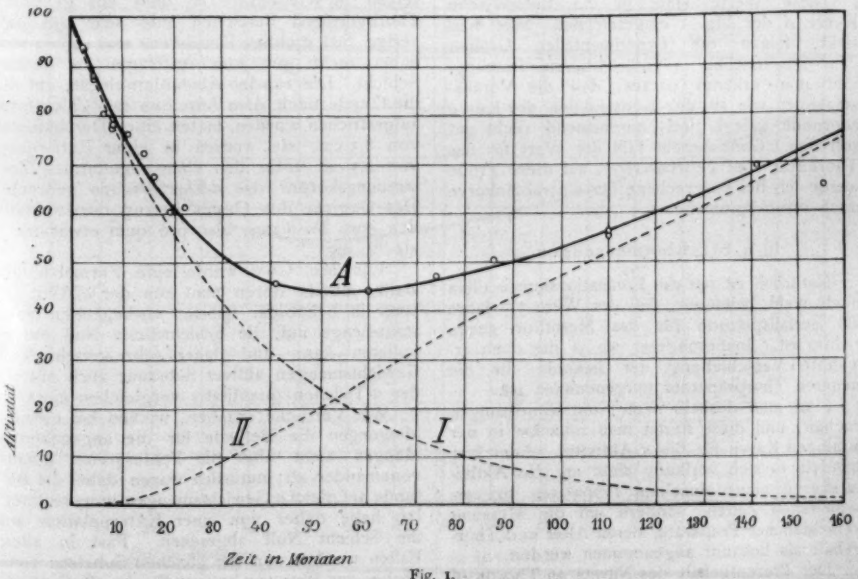


Fig. 1.

die Abfallskurve für Radiothor, II den Anstieg des Radiothors aus neuem Mesothor.

Die früher erwähnten experimentellen Werte für die Emanation sind nun derart umgerechnet, daß der niedrigste Wert (Februar 1903) mit dem aus obiger Kurve entnommenen von 44,2 zusammengelegt wurde. Die übrigen Befunde sind mit dem entsprechenden Faktor multipliziert. Die folgende Tabelle gibt die sich hierbei ergebenden experimentellen Daten unter Berücksichtigung der oben erwähnten Verschiebung des einen Teils um 3 Proz.

Tabelle 1.

No.	Datum der Herstellung	Alter in Monaten	Aktivität	
1	18. Dez. 1907	2	93,8	93,3
2	1. Okt. 1907	4	87,5	88,4
3	31. Juli 1907	6	80,3	
4	1. Juni 1907	8	78,5	77,6
5	1. März 1907	11	76,4	
6	Dez. 1906	14	72,2	
7	Okt. 1906	16	67,7	
8	Juli 1906	19	60,2	
9	April 1906	22	61,8	?
10	Sept. 1904	41	45,8	
11	Febr. 1903	60	44,2	
12	28. Nov. 1901	74	47,3	
13	1. Dez. 1900	86	50,3	
14	Dez. 1898	110	55,25	56,2
15	Juli 1897	127	62,5	
16	Mai 1896	141	69,5	
17	Febr. 1895	156	65,3	?

Diese Werte sind in die theoretische Kurve *A* der Fig. 1 eingezeichnet. Wie man sieht, folgen die experimentellen Größen den theoretischen in guter Übereinstimmung, und man erkennt daraus, daß die Voraussetzungen wie sie der Konstruktion der Kurve zugrunde gelegt sind, anscheinend recht gut zutreffen. Ganz heraus fällt der Wert für das Thornitrat vom Februar 1895; auf diese Probe werde ich bei Besprechung der α-Strahlenkurve noch zurückkommen.

b) α-Strahlenmessungen.

Natürlich ist mit der Emanationskurve allein noch nicht bewiesen, daß der Wert 5,5 Jahre als Zerfallsperiode für das Mesothor genau richtig ist. Insbesondere, wo ja die oben erwähnte Verschiebung der Befunde für die neueren Thorpräparate vorgenommen ist.

Man muß deshalb nach Kontrollmessungen suchen, und diese findet man zunächst in der analogen Kurve für die α-Aktivität. Auch hier handelt es sich vorläufig nicht um die Aktivitätskurve eines einzelnen Präparates zu verschiedenen Zeiten, sondern um die Messung verschiedener Präparate, deren Alter und Thorgehalt als bekannt angenommen werden.

Der Prozentgehalt des Nitrats an Thoroxyd ist in diesem Falle weniger wichtig als der Prozentgehalt bei den Emanationsmessungen, sobald nur angenommen wird, daß außer flüchtigen Bestandteilen, wie Wasser, Säuren etc., nur Thor und keine anderen Erden anwesend sind, und dies war weit unter der Genauigkeitsgrenze meiner Messungen der Fall.

Wie mehrmals erwähnt, geschahen die Messungen der α-Aktivität nach der zuerst von Mc. Coy angegebenen Methode. Als wesentliches Moment kommt dabei in Betracht, daß man alle Präparate in nicht-emanierendem Zustande zur Untersuchung bringt. Es ist ja bekannt, daß Thorpräparate auch in festem Zustande einen größeren oder geringeren Bruchteil der Emanation abgeben. Da mit der Emanation die beiden α-Strahlenprodukte des aktiven Beschlags des Thoriums ebenfalls der Messung entzogen werden, so erkennt man, welch verschieden hohe Aktivitäten zwei gleich viel Thor und Radiothor enthaltende Produkte aufweisen können, wenn sie unter verschiedenen Emanationsbedingungen vorliegen. Durch Glühen wird bekanntlich das Emanationsvermögen des Oxyds sehr herabgedrückt; es wurden deshalb die zu untersuchenden Proben kurze Zeit sehr stark geglüht. Es erwies sich als notwendig, ein gutes Gebläse zu verwenden, da sonst immer noch ein beträchtlicher Teil der Emanation abgegeben wurde.

Die aus dem Nitrat gewonnenen Oxyde zeigen im Gegensatz zu dem aus gefälltem Thorhydroxyd bereiteten eine sehr fein pulverige, fast mehlige Konsistenz und eignen sich daher recht gut zum Auftragen in dünner Schicht. Die runden Aluminiumbleche, auf die die Oxyde nach dem Anreiben mit Chloroform aufgestrichen wurden, hatten einen Durchmesser von 8,5 cm; sie wurden in einer Entfernung von 4,5 cm unter den ebenso geformten Zerstreuungskörper dss α-Elektroskops gebracht. Das Gewicht des Oxyds betrug durchschnittlich etwa 6—8 mg, also pro qcm etwas mehr als $^1/_{10}$ mg.

Von Mc. Coy wurde eine Formel aufgestellt, mittels deren man aus der α-Aktivität einer in beliebiger Schicht vorliegenden Substanzmenge auf die Schichtdicke Null extrapolieren kann und daher sehr verschiedene Gewichtsmengen aktiver Substanz auch mittels der α-Teilchen quantitativ vergleichen kann.

Wie Versuche ergaben, wichen bei meinen Messungen die Befunde für die angegebenen Mengen nicht über die Fehlergrenze hinaus voneinander ab; natürlich waren dabei die Befunde auf gleiche Gewichtsmengen umgerechnet. Ich habe daher von einer Extrapolation auf die Schicht Null abgesehen. Fast in allen Fällen wurden von der gleichen Substanz zwei Proben zur Messung hergestellt; im allgemeinen

stimmten die Resultate innerhalb $1\frac{1}{2}$ Proz. überein.

Bevor ich nun zu den gefundenen Zahlen übergehe, wende ich mich wieder kurz zur theoretischen Kurve. Es wurde bereits oben erwähnt, daß die Kurve für die α-Partikeln anders verläuft als die für die Emanation, da es sich gezeigt hat, daß auch das Thorium selbst α-Partikeln emittiert. Die Aktivitätsbefunde hängen also in diesem Fall nicht nur von dem Gehalt der Präparate an Radiothor ab; vielmehr ist zu der sich ändernden α-Aktivität des Radiothors die unveränderliche α-Aktivität des Thors zuzuzählen. Nun ist über den Durchdringungsbereich der α-Partikeln des eigentlichen Thoriums noch nichts Genaueres bekannt; die Wahl des prozentuellen Betrags dieser konstanten Aktivität bleibt daher vorläufig eine willkürliche. Aus Analogiegründen kann man folgern, daß der Ionisierungsbereich der erwähnten α-Teilchen kein sehr großer sein wird, und ich hoffe, in Kürze über einige Beobachtungen berichten zu können, die diese Vermutung stützen. Dennoch habe ich den Betrag, mit dem sich die α-Partikeln des eigentlichen Thors an der Ionisation in meinem Elektroskop beteiligen, dem Durchschnittswert der anderen α-Partikeln gleichgesetzt. Denn wenn auch wahrscheinlich die α-Strahlen des Thors schon unterhalb 4,5 cm völlig ausgenutzt sind, so könnte das wieder kompensiert werden durch das stärkere Ionisierungsvermögen eines α-Partikels am Ende seiner Bahn. Außerdem kommt zu der α-Aktivität des eigentlichen Thoriums auch noch die α-Aktivität des im Thorium aus dem Monazitsande stets in geringer Menge enthaltenen Thoriums. In einem Instrument mit weiterem Plattenabstande würden sich die α-Partikeln des eigentlichen Thors immer unter Voraussetzung ihrer geringeren Durchdringbarkeit natürlich weniger als in dem beschriebenen Instrument an der Gesamtwirkung beteiligen.

Da die Thorprodukte zusammen 6 α-Partikeln emittieren, so habe ich also für die α-Strahlenionisation des eigentlichen Thors (plus Thorium), wenn alle Zerfallsprodukte in maximaler Stärke anwesend sind, 16,7 Proz. angenommen. Die theoretische α-Strahlenkurve setzt sich dann zusammen aus

I. der Zerfallskurve des Radiothors von 83,3 Proz. beginnend,
II. der Erholung des Radiothors aus neugebildetem Mesothor zu 83,3 Proz. ansteigend,
III. der unveränderlichen Restaktivität von 16,7 Proz.

Die Gleichung, aus der man die theoretische Kurve konstruieren kann, lautet also:

$$\mathcal{J} = \lambda_2 (N + Q) \frac{83{,}3}{100} + C.$$

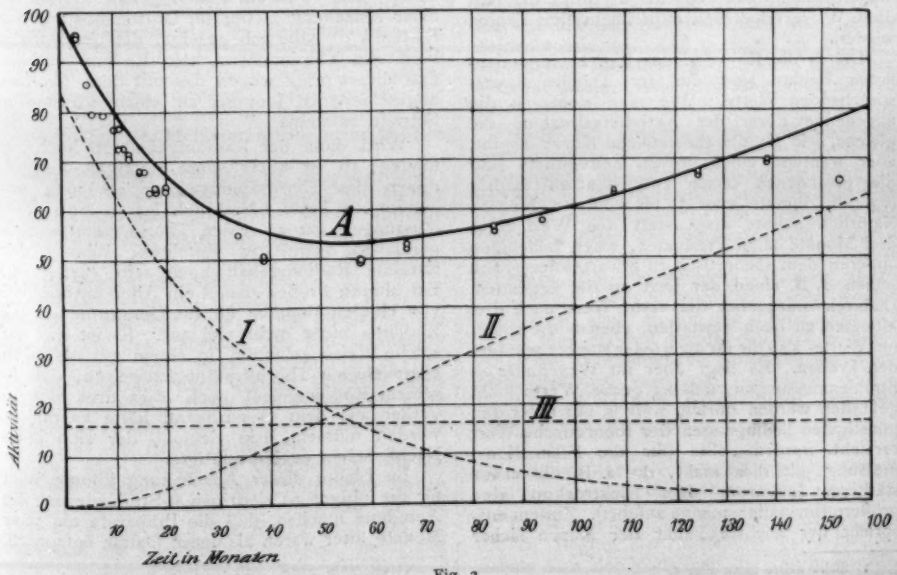


Fig. 2.

Hierin hat N und Q wieder dieselbe Bedeutung als oben im Falle der Emanationskurve, während der Konstanten C der Wert 16,7 beizulegen ist.

Wir erhalten also schließlich

$$\vartheta = 83{,}3 \cdot e^{-\lambda_1 t} + 83{,}3 \left[1 - \frac{1}{\lambda_2 - \lambda_1}(\lambda_2 \cdot e^{-\lambda_1 t} - \lambda_1 \cdot e^{-\lambda_2 t})\right] + 16{,}7.$$

Die Fig. 2 zeigt in den gestrichelten Linien die einzelnen Anteile I—III und in der ausgezogenen Kurve A die daraus resultierende theoretische Kurve für die Änderungen der α-Aktivität frisch hergestellter technischer Thorprodukte mit der Zeit.

Man erkennt ohne Schwierigkeit die äußere Ähnlichkeit dieser Kurve mit der analogen Kurve der Fig. 1; nur nimmt die Aktivität nicht so weit ab, als für den Fall, daß die Emanation als Maß der Aktivität herangezogen wird. Während die Emanationskurve bis zu 44 Proz. des Maximalwertes heruntergeht, fällt die α-Kurve nur bis zu 53 Proz. Auch hier wird das Minimum nach etwa $4^1/_2$ Jahren [1]) erreicht.

Um nun die experimentellen Daten mit den theoretischen zu vergleichen, wurde der Wert für ein einwandfrei 3 Monate altes Thoroxyd mit dem theoretischen Wert gleichgesetzt und die sämtlichen anderen experimentellen Befunde um den entsprechenden Betrag umgerechnet. Die Tabelle 2 gibt die auf diese Weise erhaltenen experimentellen Zahlen wieder.

Die in die Kurve A der Fig. 2 eingezeichneten Punkte sind die der Tabelle 2 entsprechenden Werte. Wie man sieht, ist die allgemeine Form der Aktivitätsabnahme die gleiche, wie sie die theoretische Kurve angibt, aber während eines großen Zeitverlaufs sind die gefundenen Werte zweifellos zu niedrig (vgl. die Punkte vom 5. bis zum 58. Monat). Natürlich konnte man, statt den Wert eines drei Monate alten Produktes, einen beliebigen anderen dem theoretisch zu erwartenden gleich setzen, z. B. einen der jetzt zu tief liegenden. Dadurch wäre aber der erste Wert nach drei Monaten zu hoch geworden, ebenso die späteren Werte, also die für die wieder stärker werdenden Proben. Es liegt aber im Wesen der α-Strahlenmessungen, daß zu große Werte nicht gefunden werden dürfen, weil ja nur unter den günstigsten Bedingungen der theoretische Wert erreicht werden sollte (für die Emanationsmessung gilt dies nicht, da z. B. ein etwas stärkerer Luftstrom dem Elektroskop eine größere Emanationsmenge zuführt). Zudem entspricht der höchste Punkt der Kurve sicher einem Produkte, das genau das angegebene Alter hatte, während dies für die folgenden Punkte nicht so streng der Fall zu sein brauchte. Ich habe nämlich gefunden, daß man bei sehr frischen Thoriumsalzen eine gute Kontrolle für deren Alter in ihrem Radiumgehalt besitzt. In einer Mitteilung „Über die Muttersubstanz des Radiums“ [1]) habe ich gezeigt, daß ganz frisch bereitetes Thoriumnitrat kein Radium enthält, daß dieses aber wegen des mit dem Thorium abgeschiedenen Ioniums zu einem konstanten Betrage entsteht.

Wird dann der Radiumgehalt zu hoch gefunden, so ist unter sonst richtigen Verhältnissen das Thorpräparat älter als man angenommen hatte. Natürlich lassen sich diese Messungen nur an neuen Thorpräparaten einigermaßen quantitativ verfolgen, solange der absolute Radiumgehalt noch sehr gering ist. Bei älteren Proben macht ein Altersunterschied von einigen Monaten für die Gesamtmenge des Radiums nichr mehr viel aus. Es ist mir auf solche Weise gelungen, in einem mir als frisch eingelieferten Thornitrat nachzuweisen, daß es seinem Radiumgehalt nach etwa drei Monate vorher aus dem Monazitsand hätte extrahiert werden müssen. Ein Schluß, der sich beim Nachforschen auch bestätigte.

Im Lichte dieser Anschauung könnte man für die obigen zu niedrigen α-Strahlenwerte die Annahme machen, daß die Präparate ein paar Monate älter waren als ihrem Datum entsprach.

Tabelle 2.

No.	Datum der Herstellung	Abgerundetes Alter in Monaten zur Zeit der Messung	Aktivität	
1	Dezember 1907 *	3	95,5	95
2	Oktober 1907 *	5	85,5	
3	Juni 1907	6	79,9	
4	April 1907	8	79,5	
5	Februar 1907	10	76,5	
6	Januar 1907	11	77	72,7?
7	Dezember 1906	12	72,7	
8	November 1906	13	71,6	70,6
9	September 1906	15	67,7	68,2
10	August 1906	16	68	
11	Juli 1906	17	63,7	
12	Juni 1906	18	64,7	63,5
13	April 1906	20	64,8	63
14	Februar 1905	34	54,85	
15	September 1904	39	50,7	49,8
16	Februar 1903	58	50,2	49,5
17	Mai 1902	67	53,3	51,8
18	Dezember 1900	84	56,4	55,4
19	Februar 1900	94	57,9	
20	Dezember 1898	108	64,15	63,45
21	Juli 1897	125	67,6	66
22	Mai 1896	139	70,3	69,5
23	Februar 1895	154	65,3	?

* Diese beiden Proben wurden einige Monate später als alle übrigen untersucht.

1) Siehe weiter unten Fig. 5.

1) Chem. Ber. **40**, 4415—4419, 1907.

Dann würden alle Punkte etwas nach rechts rücken und die Werte viel besser stimmen.

Dasselbe gälte dann natürlich auch für die Emanationsbefunde, und meine dort vorgenommene Verschiebung um 3 Proz. nach oben fände ihre Berechtigung nicht in den geänderten Bedingungen meines Emanationselektroskops, sondern in dem höheren Alter der verwendeten Präparate.

Wie bei den Emanationsmessungen, so fällt auch im vorliegenden Falle der Wert für Thornitrat vom Februar 1895 aus der Kurve heraus. Er ist beträchtlich zu niedrig. Ich lege dieser Tatsache aber gar keine Bedeutung bei, denn wir werden weiter unten noch sehen, daß alle Gründe dafür sprechen, daß die Aktivität auch eines 11 Jahre alten Produktes noch zunimmt und sich den angenommenen Verhältnissen anpaßt. Die Aktivität des Präparats wird also sicher aus irgendeinem anderen Grunde zu niedrig sein; der Thorgehalt ist allerdings der normale, doch möglicherweise ist das Alter durch eine Verwechslung als zu hoch angenommen.

Alles in allem betrachtet muß man sich noch wundern, wie gut sich die experimentellen Befunde den theoretischen Werten anschließen, wenn man bedenkt, wieviel Bedingungen erfüllt sein müssen, um eine Übereinstimmung möglich zu machen.

Viel einfacher liegen die Verhältnisse, wenn man nur ein Präparat auf seine Aktivitätsänderungen untersucht. Da begegnet man nur den Mißlichkeiten, die immer eintreten, wenn man über lange Zeiträume hindurch quantitative Messungen ausführt, Mißlichkeiten, die weniger dem Präparate, als den Störungen und Änderungen der Meßinstrumente zuzuschreiben sind.

Im Dezember 1907 habe ich ein ganz frisches Thornitrat von der Fabrik bezogen und hieraus zwei Oxydproben hergestellt, deren Aktivität von Zeit zu Zeit bestimmt wird. Bis jetzt verhalten sie sich so, als man nach den obigen Anschauungen erwarten sollte:

Frisch bereitetes Thornitrat ist nicht im Gleichgewicht mit Thor-X, da dieses bei der Herstellung des Thoriums von ihm abgetrennt wird. Ein solches Präparat nimmt anfangs stark zu und erreicht nach einigen Wochen seine höchste Aktivität. Dann bleibt aber diese nicht konstant, sondern sie nimmt ab, wegen der Abnahme des freien Radiothors.

Die Fig. 3 zeigt die Verhältnisse, wie sie an den erwähnten neuen Thorproben beobachtet wurden. Auf der Abszisse ist die Zeit in Tagen nach der Einlieferung, auf der Ordinate die Aktivität eingetragen. Berechnet man aus dem absteigenden Aste der Kurve A und der Kurve B die Zerfallsperiode des Radiothors, so ergibt sich ein etwas höherer Wert als zwei Jahre, nämlich etwa $2\frac{1}{4}$ Jahre. Doch sind die absoluten Aktivitätsänderungen bis jetzt noch so geringe, daß Schwankungen innerhalb der Versuchsfehler für die Zerfallsperiode Schwankungen von über einem Vierteljahr ergeben, so daß also die Übereinstimmung der Kurven mit den zu erwartenden bis jetzt eine befriedigende ist. Die geringe aus neu entstandenem Mesothor herrührende Radiothoraktivität kommt dabei vorläufig noch nicht in Betracht.

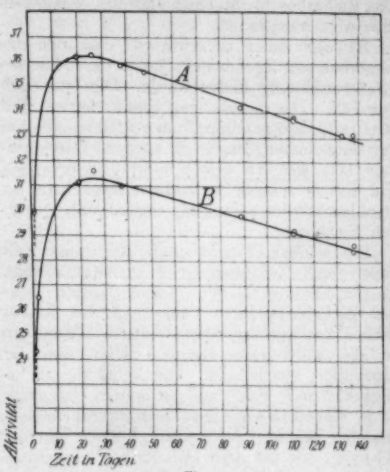


Fig. 3.

Außer der Thorprobe vom Dezember 1907 habe ich verschiedene ältere Präparate in Untersuchung, um deren Aktivitätsänderung mit der Zeit zu kontrollieren. Qualitativ sieht man, daß die Änderungen so vor sich gehen, als man dem Alter der Präparate nach erwarten sollte; insbesondere läßt sich mit Sicherheit erkennen, daß die jüngeren Präparate abnehmen, ältere dagegen zweifellos stärker werden. Dies trifft auch zu für die Probe vom Mai 1896. Man erkennt daraus, daß auch in diesem Alter das kontinuierliche Ansteigen der Kurve nicht geändert wird und daß daher dem zu niedrigen Wert vom Februar 1895 keine Bedeutung beizulegen ist.

II. Aktivitätsänderungen an thorfreiem Mesothor.

Es ist nun mit Sicherheit nachgewiesen, daß die zu Beginn der Mitteilung gemachte Annahme von der Verteilung der Thoriumzerfallsprodukte in kommerziellem Thorium richtig ist.

Das Radiothor bleibt beim Thorium, das Mesothor wird abgetrennt.

Es war daher zu erwarten, daß man das Mesothor an irgendeiner Stelle der Monazitsandverarbeitung finden würde. Dies war auch der Fall. Die radioaktiven Eigenschaften sind jetzt genügend präzisiert, um als Richtlinien bei der Untersuchung dienen zu können. Das Mesothor läßt sich an seinen β-Strahlen erkennen und soll in reinem Zustande anfangs keine α-Strahlenaktivität aufweisen, ebensowenig natürlich Emanation.

Ein solches Präparat muß über lange Zeit hinaus eine Zunahme der α-Aktivität sowohl, als der Emanationskraft erkennen lassen. Aus den Zerfallskonstanten kann man die theoretischen Anstiegskurven konstruieren. Sie müssen für die Änderungen der α-Aktivität und der Emanation gleich sein. Die Zunahme der β-Aktivität muß sich dagegen anders verhalten, da ja das Mesothor selbst auch β-Strahlen aussendet, während in obigen Fällen nur die Wirkung des aus dem Mesothor entstehenden Radiothors zur Untersuchung gelangt.

Ich habe davon abgesehen, Emanationsmessungen mit Mesothorpräparaten über längere Zeit hindurch quantitativ zu verfolgen. Die Versuchsfehler und Schwankungen werden zu groß, um schöne Zahlen zu ergeben. Immerhin habe ich an mehreren Mesothorproben die allmähliche Zunahme der Thoremanation mit Sicherheit nachweisen können. Auch die Verfolgung der Zunahme der β-Aktivität wurde, obgleich leichter auszuführen, bis jetzt nicht aufgenommen.

Dagegen habe ich eine Reihe von Präparaten auf ihre Zunahme der α-Aktivität untersucht, darunter zwei seit anderthalb Jahren. Die eine Probe befand sich als lockeres Pulver in einem Zinkschälchen. Zweimal wurde ein Teil beseitigt, um die Aktivität nicht aus dem Bereiche des genau Meßbaren herauskommen zu lassen. Natürlich wurden die Befunde auf die ursprüngliche Menge umgerechnet.

Die andere Probe war in ähnlicher Weise zu messen begonnen worden, wurde aber nach etwa zwei Monaten in dünner Schicht auf Aluminium gebracht und in dieser Weise weiter geprüft. Die Befunde beziehen sich bei dieser Probe nur auf die letztere Anordnung. Tabelle 3 gibt die Resultate für die erste Probe, Tabelle 4 die für die zweite. In Kolumne 1 steht die Zeit in Tagen von der ersten Messung an gerechnet, in Kolumne 2 die gefundene Aktivität.

In der Fig. 4 sind die angegebenen Befunde graphisch dargestellt, und zwar entspricht Kurve 1 der ersten, Kurve 2 der zweiten Probe. Wie zu erwarten, ist der Anfangswert bei Kurve 2 größer als bei 1, denn das Präparat war ja einige Monate vorher hergestellt. Verlängert man die Kurven bis zur Ordinate Null, also zur α-Aktivität Null, so kann man erkennen, wie lange die Präparate schon hergestellt sein mußten, falls sie ursprünglich gar kein Radiothor enthielten. Es ergibt sich daraus das Alter der Probe 1 bei Beginn der Messung zu 25 Tagen, das von 2 zu etwa 85 Tagen.

Tabelle 3.

Zeit in Tagen	Aktivität
0	36,8
29	65,5
53	95,5
57	104
59	106,2
62	108,7
67	116,5
72	124,3
76	129
80	133,5
84	136,7
92	145
105	162,7
120	184,5
130	199,5
160	233,5
171	241
188	258,5
209	279,5
232	308
258	337
278	352
370	438
394	458
425	478
439	490
490	542
508	557

Tabelle 4.

Zeit in Tagen	Aktivität
0	49,3
4	50
7	52,1
15	57,2
23	61,2
32	65,6
36	69
48	74,7
63	84,5
70	90,9
103	109
111	111,9
127	118
137	122,2
149	130
172	136,9
199	153
218	162
310	195
334	205
365	211,5
379	213
430	241
448	244,5

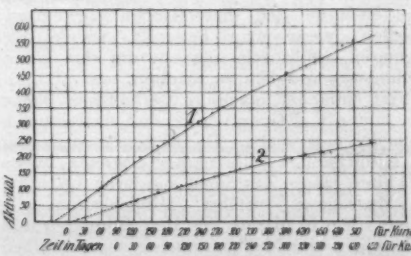


Fig. 4.

Die Kurven lassen sich nun leicht vergleichen mit der theoretisch zu erwartenden. Zu ihrer Berechnung dient die Rutherfordsche Gleichung:

$$Q = \frac{100\,\lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_2}\left(e^{-\lambda_2 t} - e^{-\lambda_1 t}\right).$$

Hierin sind wiederum λ_1 und λ_2 die Zerfallskonstanten für Mesothor und Radiothor. Unter Zugrundelegen der obigen Werte für die Halbierungskonstante haben wir also

$$\lambda_1 = 0{,}126 \text{ Jahre}^{-1}$$
$$\lambda_2 = 0{,}343 \text{ Jahre}^{-1}.$$

Durch Einsetzen beliebiger Werte für t erhält man die entsprechenden Werte für Q.

Das Maximum der Aktivität wird erreicht, wenn

$$\lambda_2 \cdot e^{-\lambda_2 t} = \lambda_1 \cdot e^{-\lambda_1 t}.$$

Hieraus ergibt sich für

$$t_{(\text{Max})} = \frac{\log \lambda_2 - \log \lambda_1}{(\lambda_2 - \lambda_1) \log e}$$

und durch Einsetzen der Werte für λ_1 und λ_2 erhält man

$$t_{(\text{Max.})} = 4{,}62 \text{ Jahre.}$$

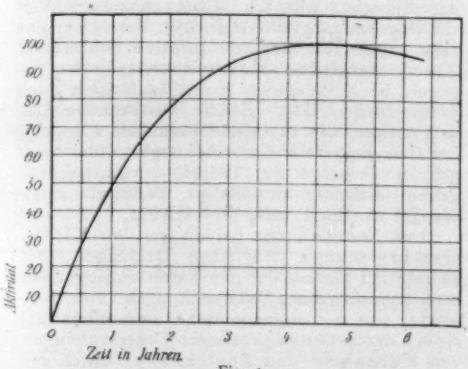


Fig. 5.

Fig. 5 gibt die aus obiger Gleichung abgeleitete Kurve für den Anstieg der α-Aktivität eines ursprünglich reinen Mesothorpräparats. Die von mir beobachteten Messungsdaten reichen natürlich nicht so weit zurück, um den ganzen Verlauf der Anstiegskurve zu kontrollieren. Ich habe daher in den Kurven 1 und 2 der Fig. 6 einen Teil der theoretischen Kurve, und zwar den Anfang, in vergrößertem Maße wiedergegeben. Auf die Dimensionen dieser Kurven lassen sich nun die Werte der Fig. 4 ohne Schwierigkeit umrechnen, wenn man zwei gleichen Zeiten entsprechende Punkte der experimentellen und der theoretischen Kurve einander gleich setzt und alle übrigen gefundenen Punkte entsprechend umrechnet. Dabei ist zu beachten, daß wir das Alter von der Aktivität Null an zu rechnen haben. In den angeführten Beispielen habe ich, den Befunden der Fig. 4 entsprechend, zu den früher gezählten Tagen in einem Falle 25, im andern 85 zuaddiert, um der theoretischen Kurve vergleichbare Werte zu bekommen. Welche Punkte der experimentellen und der theoretischen Kurve einander gleichgesetzt werden, ist prinzipiell gleichgültig. Im vorliegenden Falle habe ich für Kurve 1 den Wert nach 325, für Kurve 2 den nach 285 Tagen gleich gesetzt, welche Zeiten also den beobachteten Zeiten 300 und 200 Tagen entsprechen. Die erhaltenen Befunde sind in die theoretischen Kurven der Fig. 6 eingezeichnet.

Die Punkte auf Kurve 1 entsprechen der Mesothorprobe 1, die Punkte auf der identischen Kurve 2 entsprechen der Mesothorprobe 2.

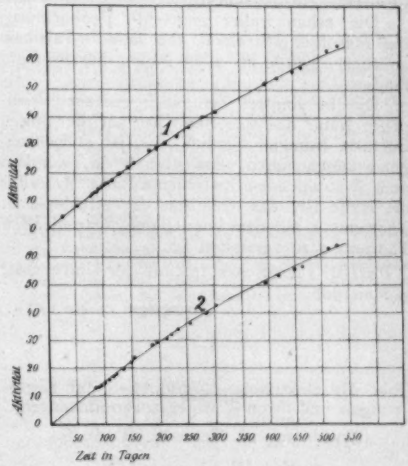


Fig. 6.

Man erkennt aus der Figur, daß mit wenigen Ausnahmen innerhalb der bis jetzt geprüften Zeit die experimentell gefundenen Zahlen den theoretischen sich gut anschließen, und wir haben auch hier wieder einen Beweis dafür, daß die Voraussetzungen, unter denen die theoretische Kurve konstruiert wurde, im allgemeinen gut erfüllt zu sein scheinen.

Zusammenfassung der Resultate.

Die Existenz des Zwischenproduktes Mesothorium ist auf dreierlei Weise indirekt und direkt bewiesen worden. Die Unterschiede in den Befunden für die Änderungen des Emanationsbetrages und der α-Aktivität verschieden alter Thorpräparate lassen sich erklären unter der Annahme einer konstanten α-Strahlung des eigentlichen Thoriums.

Es wurden für die Schwankungen der Aktivität verschieden alter Thorsalze theoretische Kurven konstruiert, deren Berechtigung durch Vergleich mit den experimentellen Zahlenbefunden kontrolliert wurde. Unter Zugrundelegung der bekannten Zerfallsperiode des Ra-

diothors (737 Tage) ergibt sich in Übereinstimmung mit Mc. Coy für die Zerfallsperiode des Mesothors rund 5,5 Jahre.

An ursprünglich radiothorfreien Mesothorpräparaten wurde der Anstieg der α-Aktivität $1\frac{1}{2}$ Jahre hindurch verfolgt. Die erhaltenen Kurven decken sich befriedigend mit der aus der bekannten Zerfallskonstante des Radiothors und der neu gewonnenen des Mesothors abgeleiteten Anstiegskurve.

Die schon früher gemachte Beobachtung, daß Mesothor β-Strahlen, aber keine α-Partikeln emittiert, wurde in allen Fällen bestätigt gefunden.

Die in jüngster Zeit nachgewiesene komplexe Natur des Mesothors hat auf die obigen Befunde keinerlei Einfluß. Es ist stillschweigend angenommen, daß überall da, wo von dem β-strahlenden Zwischenprodukt Mesothor die Rede ist, das Gemisch des strahlenlosen Thoriums 1 mit dem kurzlebigen β-strahlenden Thorium 2 zu verstehen ist.

Berlin, Chemisches Institut der Universität, 9. Mai 1908.

(Eingegangen 10. Mai 1908.)

Über die elektrische Leitfähigkeit der Legierungen und ihren Temperaturkoeffizienten.

(Erwiderung an Herrn E. Rudolfi.)

Von W. Guertler.

In einem kürzlich erschienenen Heft dieser Zeitschrift[1]) bringt E. Rudolfi einen Aufsatz, in welchem er die von Matthiessen, Le Chatelier, Liebenow, Kurnakow und Zemczuzny und mir gegebenen Ausführungen abermals wiederholt, und zwar nebst den Ausstellungen, die R. Ruer seinerzeit speziell an meinen Arbeiten zu machen fand.[2]) Da die Wiedergabe dieser letzteren wohl der Zweck der Arbeit ist, möchte ich dieselbe hier kurz beantworten.

1. E. Rudolfi schreibt u. a.: „Guertler hat daher kein Recht, die Arbeit von Liebenow unberücksichtigt zu lassen." Ich empfehle Herrn Rudolfi, zur Orientierung meine von ihm angefochtenen Arbeiten zu lesen; er wird dann in beiden Liebenows Arbeit besprochen finden.[3]) Auch scheint der ihm bekannte, von mir vor dem Kongreß der Bunsengesellschaft im vergangenen Jahre gehaltene Vortrag[4]), der fast ausschließlich eine eingehende Auseinandersetzung mit der Theorie Liebenows darstellt, seinem Gedächtnis momentan entfallen zu sein.

2. An einer anderen Stelle wendet sich der Verfasser gegen meine Ausführungen, in denen ich über die von Le Chatelier gegebenen Gesetzmäßigkeiten[1]) hinausgehe, und betont, daß R. Ruer verschiedene Fälle angeführt habe, wo die Unvollständigkeit der zurzeit vorliegenden Untersuchungen, sei es in metallographischer Hinsicht, sei es in elektrischer, noch verschiedene Deutungen — jede für sich in vollem Einklang mit der Theorie — zulasse. Ich selbst kann diese Beispiele noch erheblich vermehren. Ich empfehle dem Herrn Verfasser zur Einsicht, was ich selbst unlängst[2]) über die Unvollständigkeit desjenigen Versuchsmaterials sagte, das sich als positive Stütze der Theorie nur teilweise verwenden, teilweise dagegen die bestehenden speziellen Fragen noch unentschieden läßt. Solche bestehenden Unsicherheiten, die zugestandenermaßen mangelnder Genauigkeit der Untersuchungen, nicht mangelnder Präzision der Theorie zur Last fallen, gegen dieselbe anzuführen, bedeutet einen Mangel an Logik oder Objektivität.

Daß bezüglich der beiden bei den Kupfer-Gold-Legierungen möglichen Deutungen, die zuerst (auf Grund der bis dahin vorliegenden metallographischen Untersuchungen von Roberts) von mir angenommene, neuerdings (auf Grund der neuesten präziseren Untersuchungen von Kurnakow und Zemczuzny) durch die andere zu ersetzen ist, finden die Herren ebenfalls bereits von mir selber ausführlich dargelegt.[3])

3. Es wird ferner mein Vorschlag, den Temperaturkoeffizienten zur Ermittlung der Konstitution zu verwenden, bedenklich gefunden. Hätte sich der Herr Verfasser die Fig. 5 u. 6[4]) und den dazugehörigen Text in meiner Arbeit angesehen, so würde er wohl bemerkt haben, daß die monierten Abweichungen von der exakten Gesetzmäßigkeit (deren Besprechung übrigens ebenfalls ich selber ein ganzes Kapitel widme) nicht derart sind, daß sie die allgemeine charakteristische Kurvengestalt und die Deutlichkeit der Knicke, die zur Erkennung

1) Diese Zeitschr. **9**, 198—201, 1908.

2) Cf. die verschiedenen Citate bei Rudolfi. Ich glaubte damals dieselben als Ausflüsse einer allzu persönlichen Animosität nicht beantworten zu sollen.

3) Cf. Zeitschr. f. anorganische Chemie **51**, 401; **54**, 59.

4) Abgedruckt in der Zeitschr. f. Elektrochemie 1907, S. 441—446.

1) Auch über diese ist Rudolfi sich nicht ganz klar, denn er zitiert eine von Le Chatelier aufgestellte Vermutung als ein von ihm gegebenes Gesetz und vergißt oder übersieht, daß Le Chatelier dieselbe durch die Worte „il semble que" einleitet, und den ihr entsprechenden tatsächlichen Verhalt nur in zwei Fällen für schwer bestreitbar hält. Auch übersieht Rudolfi, daß das von ihm auf S. 199 (erste Spalte) bei Erklärung seiner Fig. 3 ausgeführte in Wahrheit nicht Le Chateliers, sondern meinen Ausführungen (cf. Zeitschr. f. anorgan. Chemie **51**, 404, 405 u. 430) entnommen ist.

2) Jahrbuch f. Radioaktivität u. Elektronik **5**, 40.

3) Cf. Jahrbuch f. Radioaktivität u. Elektronik **5**, 45 u. 46.

4) Zeitschr. f. anorgan. Chemie **54**, 69 u. 70.

der Konstitution dienen sollten, im geringsten beeinträchtigen.[1])

4. Gegen Schluß findet sich dann noch die Stelle: „Wir (offenbar sind E. Rudolfi und R. Ruer gemeint) erkennen daher, daß Guertler irrt, wenn er zu dem Resultat kommt, die von Matthiessen und Vogt gegebene Gesetzmäßigkeit sei im Vergleich mit der von Barus gegebenen als die ‚einzig allgemeingültige und exaktere' anzusehen", und weisen mich zugleich auf verschiedene Ausnahmen in Matthiessens Gesetz hin. Bei Lektüre meiner angefochtenen Arbeit hätten jedoch die Herren ein ganzes Kapitel finden können mit der Überschrift: „Ausnahmen von Matthiessens Gesetz". Sie hätten vielleicht auch erkannt, daß im Rahmen meiner betr. Ausführungen „allgemein gültig" besagen soll: „über das ganze Konzentrationsdiagramm von 0—100 Prőz. gültig".

Es tut mir leid, daß Herr E. Rudolfi seine wertvolle Mühe anläßlich seines plötzlichen und akuten Interesses für die Leitfähigkeit der Metallegierungen nicht dazu verwendet hat, vielleicht etwas zur Förderung der vielen interessanten Fragen beizutragen.

1) Cf. dazu ebendort S. 80—85.

Berlin, Techn. Hochschule, April 1908.

(Eingegangen 5. Mai 1908.)

Über das Sprühen von Kondensatoren.

(Entgegnung auf die Bemerkungen von G. Benischke, diese Zeitschr. 8, 924, 1907.)

Von W. Eickhoff.

Auf die Bemerkungen von Herrn Benischke gestatte ich mir im Einverständnis mit Herrn Professor Zenneck das Folgende zu erwidern.

I. Herr Benischke sagt l. c.: „Das Sprühen ist natürlich[1]) nichts anderes als ein Stromübergang zwischen den Belegungen, also ein Nebenschluß zum Kondensator."

Es ist eine alte Regel, daß die Worte „natürlich" und „selbstverständlich" meist dann gebraucht werden, wenn man keine Gründe anzugeben weiß. Ich vermutete, daß auch im vorliegenden Falle keine Ausnahme von dieser Regel vorliegt und frug deshalb bei Herrn Benischke nach den experimentellen Grundlagen dieser Behauptung an (diese Zeitschr. 9, 202, 1908). Die Antwort[2]) des Herrn Benischke hat meine Vermutung durchaus bestätigt[1]): daß das Sprühen nichts anderes als ein Stromübergang zwischen den Belegungen ist, scheint für ihn ein Dogma zu sein, dessen Richtigkeit er durch keine Gründe stützen zu müssen glaubt.

Die Frage, um die es sich handelt, ist die: ist unter den Bedingungen, unter denen meine Versuche ausgeführt wurden[2]), das Sprühen, das man an den unbelegten Rändern der Kondensatoren beobachtet (vgl. die photogr. Ab-

1) „natürlich" von mir gesperrt gedruckt.

2) Diese Antwort (Brief vom 15./3. 08) ging mir durch die Redaktion dieser Zeitschrift zu. Ich habe Herrn Benischke geschrieben: Da sowohl sein Angriff als meine Anfrage öffentlich gewesen sei, so nehme ich an, daß er damit einverstanden sei, wenn ich seine Antwort der Redaktion dieser Zeitschrift zur Veröffentlichung übergebe. Herr Benischke hat dies abgelehnt. Er schreibt (Brief vom 31./3. 08): .. „teile ich Ihnen mit, daß ich auf Ihre Anfrage ... öffentlich nicht erwidere, weil sie nichts Sachliches enthält, sondern nur der Anfang eines Wortstreites sein würde". Für die letztere Behauptung gibt Herr Benischke keinen Grund an. Daß die Anfrage tatsächlich mehr Sachliches enthielt, als vermutlich Herrn Benischke angenehm war, geht aus dem folgenden hervor.

1) Brief vom 15./3. 08: „Herr Eickhoff wünscht experimentelle Grundlagen

1. dafür, daß das Sprühen ein Stromübergang zwischen den Kondensatorplatten, also ein Nebenschluß zum Kondensator ist. Das heißt also, ich soll experimentelle Grundlagen dafür bringen, daß elektrische Entladungen Strom führen, daß der Strom in diesem Fall den Weg

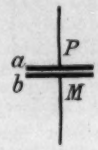


Fig. 1.

$P\ a\ b\ M$ nimmt und daß dieser im Nebenschluß zu dem Verschiebungsstrom im Dielektrikum liegt!

2. dafür, daß in einem einfachen Wechselstromkreis mit reiner Kapazität und Selbstinduktion das Strommaximum $J = \frac{E}{w}$ d. h. unabhängig von der Größe der Kapazität ist. Es handelt sich doch nur um das Maximum. Natürlich muß mit C auch L entsprechend geändert werden $\left(L = \frac{1}{\omega^2 C}\right)$, sonst hat man eben nicht das Maximum.

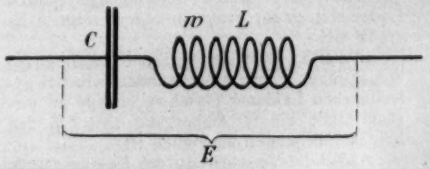


Fig. 2.

Diese beiden Verlangen sind gleichartig damit, ich solle experimentelle Grundlagen für den Begriff „Nebeneinanderschaltung" und für das Ohmsche Gesetz bei Selbstinduktion und Kapazität erbringen!"

2) Leidener Flaschen aus Flintglas, von 5 mm Dicke, bei denen der obere unbelegte Rand eine Höhe von 7 cm hatte.

bildung Fig. 2 meiner Arbeit) und die Deformation der Resonanzkurve, die stets durch das Sprühen der Kondensatoren hervorgerufen wird, die Folge eines Stromübergangs zwischen den Kondensatorbelegungen?

Die Frage ist zu verneinen, sobald sich nachweisen läßt, daß sowohl das Sprühen, als die Veränderung der Resonanzkurve erhalten bleibt auch dann, wenn man einen Stromübergang zwischen beiden Belegungen unmöglich macht.

Eine Anordnung, mit welcher sich dieser Nachweis erbringen läßt, ist die folgende: man belegt eine Leidener Flasche so wie es der

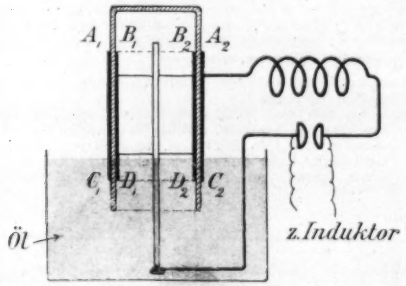


Fig. 3.

Querschnitt Fig. 3 zeigt, daß oben und unten ein unbelegter Rand übrig bleibt. Man stellt dann die Flasche mit dem offenen Rande in dickflüssiges, gut isolierendes Öl: es ist dann weder zwischen den oberen Rändern ($A_1 B_1$ bzw. $A_2 B_2$) noch zwischen den unteren ($C_1 D_1$ bzw. $C_2 D_2$) ein Stromübergang möglich, solange die Spannung nicht so hoch gesteigert wird, daß ein Durchschlagen des Dielektrikums stattfindet.

Eine solche Leidener Flasche wurde als Kondensator in einem Kondensatorkreis (Fig. 3) verwendet und dessen Schwingungen durch Laden mit einem Funkeninduktor erregt.[1]) Es ergab sich

1. daß an dem oberen Rande ($A_1 A_2$, $B_1 B_2$) das Sprühen genau so stattfindet, wie bei gewöhnlichen Leidener Flaschen, obwohl an diesem Rande ein Stromübergang zwischen den beiden Belegungen unmöglich ist;

2. daß die Veränderung der Resonanzkurve qualitativ und quantitativ genau dieselbe ist wie bei Leidener Flaschen, die in der gewöhnlichen Weise beklebt sind. In Fig. 4 sind z. B. Reso-

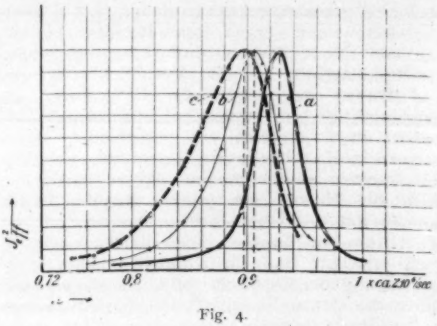


Fig. 4.

nanzkurven (b und c) reproduziert, die unter diesen Umständen erhalten wurden, b bei geringerer, c bei größerer Spannung: sie zeigen gegenüber der Resonanzkurve a bei nicht sprühenden Kondensatoren genau dieselben Abweichungen, wie ich sie früher (diese Zeitschr. **8**, 567, 1907) bei Leidener Flaschen der gewöhnlichen Anordnung beschrieben hatte.

Das Resultat ist also: Das Sprühen der Kondensatoren und die dadurch hervorgerufene Änderung der Resonanzkurve tritt auch dann ein, wenn ein Stromübergang zwischen den Kondensatorbelegungen ausgeschlossen ist. Die Behauptung des Herrn Benischke, daß das Sprühen nichts anderes als ein Stromübergang zwischen den Belegungen sei, ist also unrichtig.

II. Herr Benischke behauptet 1. in einem einfachen Wechselstromkreis mit reiner Kapazität und Selbstinduktion trete durch Vergrößerung der Kapazität unter sonst gleichen Umständen eine Verminderung des Strommaximums nicht ein; 2. durch das Sprühen werde eine solche tatsächlich bewirkt. Unter Strommaximum ist, wie aus dem Zusammenhang unzweifelhaft hervorgeht, das Maximum des Stroms in demjenigen Systeme zu verstehen, in welchem sich die sprühenden Kondensatoren befinden.

Auch diese beiden Behauptungen waren von Herrn Benischke ohne jede Begründung aufgestellt worden. Ich frug deshalb nach den experimentellen Grundlagen derselben an. In seiner Antwort beruft sich Herr Benischke bezüglich 1. auf „das Ohmsche Gesetz bei Kapazität und Selbstinduktion", bezüglich 2. auf meine eigenen Messungen.[1])

1) Für die Ausführung dieser Versuche am Braunschweiger physik. Institut bin ich Herrn A. Espinosa de los Monteros zu großem Dank verpflichtet. — Daß bei diesen Versuchen nicht etwa trotz des Öls ein Stromübergang zwischen den unteren Belegungen ($C_1 D_1$ bzw. $C_2 D_2$) der Grund der Erscheinung war, wurde besonders kontrolliert. Die Leidener Flasche wurde zu dem Zweck ersetzt durch eine andere, die auch oberhalb $A_1 B_1$ $A_2 B_2$ vollkommen beklebt war: man erhielt dann sofort die normale Resonanzkurve.

1) Brief vom 15/3. 08: „Daß durch das Sprühen eine Verminderung des Strommaximums bewirkt wird, hat doch auch Herr Eickhoff in seiner Arbeit S. 564, 1907 selbst

Tatsächlich war meine Versuchsanordnung die folgende. In dem Kondensatorkreis, der den sprühenden Kondensator enthielt, wurden durch einen Funkeninduktor dessen Eigenschwingungen erregt. Dieser Kondensatorkreis induzierte in extrem loser Koppelung auf einen Meßkondensatorkreis von variabler Kapazität; in diesem wurde der Stromeffekt bestimmt und in gewöhnlicher Weise die Resonanzkurve aufgenommen.

Ich habe demnach in dem Kreis, der den sprühenden Kondensator enthielt, überhaupt keine Strommessung gemacht, demgemäß auch nie behaupten können, daß durch das Sprühen eine Verminderung des Strommaximums — es könnte sich nur um die Stromamplitude handeln — hervorgerufen werde. Man kann auch nicht indirekt aus meinen Messungen einen Schluß ziehen auf eine Änderung der Stromamplitude im Primärkreis, da der Stromeffekt im Sekundärsystem bei Resonanz außer von der Stromamplitude auch noch von dem Dekrement des Primärkreises abhängt, sich also auch dann ändert, wenn die Stromamplitude konstant bleibt, das Dekrement aber geändert wird. Ebenso bringt jedes Schwanken der Wechselzahl im Primärkreis eine Änderung des Stromeffekts im sekundären hervor.

Was dann „das Ohmsche Gesetz bei Selbstinduktion und Kapazität" betrifft, das Herr Benischke beizieht, so gibt dies bekanntlich den Strom $\mathcal{J}$, wenn auf einen Kondensatorkreis eine äußere ungedämpfte EMK. E wirkt und der Kondensatorkreis damit in Resonanz ist[1]) $\left(\omega L = \frac{1}{\omega C}\right)$; es gilt auch in diesem Fall nur, wenn die Eigenschwingungen des Kondensatorkreises abgelaufen sind und damit der stationäre Zustand eingetreten ist.

Irgendwelche Beziehung zu meiner Anordnung besitzt aber das Gesetz in der von Herrn Benischke angezogenen Form nicht: es gilt weder für den Primärkreis noch für den sekundären. Auf den Primärkreis wirkt überhaupt keine äußere EMK., auf den Sekundärkreis wirkt eine, aber sie ist nicht ungedämpft und das Strommaximum im Sekundärkreis bestimmt sich nicht durch die Beziehung $\mathcal{J} = \frac{E}{w}$, ganz gleichgültig, ob man unter Strommaximum das Maximum der Stromamplitude oder des Stromeffekts versteht. Für die Stromamplitude gilt bei Resonanz

$$\mathcal{J} = \frac{E}{2L(\delta_1 - \delta_2)},$$

für den Stromeffekt

$$\mathcal{J}_{eff}^2 = b\frac{E^2}{16L^2}\cdot\frac{1}{\delta_1\delta_2(\delta_1+\delta_2)}$$

(δ_1, δ_2 Dämpfungsfaktor von Primär- bzw. Sekundärkreis, b Entladungszahl).

Das Resultat ist also: der zweite Einwand von Herrn Benischke beruht entweder darauf, daß er meine Anordnung völlig mißverstanden hat[1]), oder darauf, daß er die Beziehungen, welche für die Wirkung eines gedämpft schwingenden Systems auf ein anderes gelten, nicht kennt.

III. Herr Benischke behauptet, durch das Parallelschalten einer geeigneten Geißlerröhre zum Kondensator wäre ein gleiches qualitatives Ergebnis wie durch das Sprühen erzielt worden.

Auch für diese Behauptung hat Herr Benischke keine Begründung angegeben. Auf meine Anfrage nach den experimentellen Grundlagen dieser Behauptung beruft sich Herr Benischke[2]) auf Versuche in seinem Laboratorium, über die er aber bestimmte Zahlen nicht angeben könne, da die Versuche ohne „weitere Aufzeichnung von Messungen" verlassen worden seien. Darüber, wie die Anordnung bei diesen Messungen war, auch darüber, wie eine Röhre beschaffen sein muß, um zu den „geeigneten" zu gehören, hat Herr Benischke sich nicht geäußert.

Nachdem ich schon vor meiner ersten Mitteilung Messungen mit Geißlerröhren parallel zu Kondensatoren gemacht hatte, sind nun im Braunschweiger physikalischen Institut[3]) Messungen mit Geißlerröhren der verschiedensten Form, von dem verschiedensten Evakuationsgrad, mit den verschiedensten Elektroden (auch mit Quecksilberelektroden) und bei den verschie-

schon konstatiert. Weshalb braucht er noch eine Bestätigung von mir?"

1) Oder was auf dasselbe hinauskommt, wenn zwischen den Endpunkten einer Leitung mit Kapazität C und Selbstinduktion L eine Spannung E besteht und die Wechselzahl derart ist, daß $\omega L = \frac{1}{\omega C}$ (Fig. 2) ist.

1) Der ganze Einwand scheint mir darauf hinzudeuten, daß Herr Benischke meinte, ich habe die sprühenden Kondensatoren im Sekundärsystem gehabt. Richtig würde sein Einwand auch dann nicht sein, aber es würde dann auch seine Bemerkung, „daß das Sprühen häufig erst bei Resonanz eintritt", verständlich werden; bei meiner Anordnung hat diese Bemerkung gar keinen Sinn.

2) Brief vom 15./3. 08: „Daß durch das Parallelschalten einer „geeigneten" Geißlerröhre oder sonst einer Entladungsröhre dasselbe qualitative Ergebnis eintritt, wie bei Entladungen (Sprühen) durch gewöhnliche Luft, weiß ich aus den in meinem Laboratorium bei der A.E.G. durch 2 Jahre fortgesetzten Versuchen ..... Bestimmte Zahlen kann ich nicht angeben — ich habe daher auch nur vom „qualitativen Ergebnis" gesprochen — weil in einem Fabrikslaboratorium solche Untersuchungen nicht Selbstzweck sind und daher ohne weitere Aufzeichnung von Messungen verlassen werden, wenn sich nichts praktisch Brauchbares daraus ergibt."

3) Diese Versuche sind durch Herrn A. Espinosa de los Monteros unter Leitung von Herrn Prof. Zenneck ausgeführt worden. — Die Kurven Fig. 6 wurden mit einer Heliumröhre (zylindrische Elektroden) erhalten.

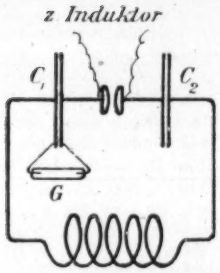


Fig. 5.

densten Anfangsspannungen gemacht worden. Die Anordnung war dabei diejenige von Fig. 5 (G = Geißlerröhre, Kapazität von C_1 u. C_2 = ca. 2000 cm, Wechselzahl = ca. $1{,}2 \cdot 10^6$/sec; von den Schwingungen wurden in üblicher Weise die Resonanzkurven aufgenommen.

Sämtliche Resonanzkurven gehörten einem der in Fig. 6, Kurve *b*, *c*, *d* dargestellten Typen

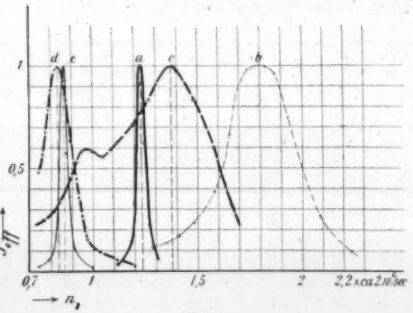


Fig. 6.

oder Zwischenform zwischen denselben an, und zwar entspricht Kurve *b* dem Fall, wenn verhältnismäßig wenig Strom durch die Röhre hindurchgeht, Kurve *d* dem Fall, daß der Strom durch die Röhre sehr groß ist; der Kondensator C_1 erscheint dann praktisch kurzgeschlossen (Kurve *e* ist die Resonanzkurve des Kreises, wenn der Kondensator C_1 durch einen Draht kurzgeschlossen war). Die Kurve *c* erhält man, wenn der Stromdurchgang durch die Röhre zwischen den beiden extremen Fällen *b* und *d* liegt.

Einige Ähnlichkeit mit den Resonanzkurven, wie man sie bei einem sprühenden Kondensator bekommt, hat nur Kurve *c*: sie zeigt gegenüber der Resonanzkurve des Kreises ohne Geißlerröhre (Kurve *a*) in der Tat Abweichung wie bei einem sprühenden Kondensator: asymmetrischen Verlauf und Verschiebung des Scheitelpunkts (Resonanzpunkts). Aber die Richtung, in welcher der Resonanzpunkt verschoben erscheint, ist gerade entgegengesetzt derjenigen bei sprühenden Kondensatoren. Bei den letzteren ist es die Richtung der kleineren Wechselzahlen, bei der parallel geschalteten Geißlerröhre die Richtung der größeren Wechselzahlen.

Man mag also dem Ausdruck „gleiches qualitatives Ergebnis" eine so allgemeine Deutung geben als man will, sicherlich wird niemand von einem „gleichen qualitativen Ergebnis" reden wollen, wenn nicht einmal der Sinn, in dem die beobachteten Resonanzkurven von der normalen abweichen, in beiden Fällen derselbe ist.

Das Resultat ist also:

Ausgedehnte Versuche mit den verschiedensten Geißlerröhren und bei den verschiedensten Spannungen haben in keinem Falle Resonanzkurven ergeben, die mit den bei sprühenden Kondensatoren beobachteten auch nur qualitativ übereinstimmten. Wenn also Herr Benischke das Gegenteil behauptet, so ist man berechtigt, diese Behauptung solange als unrichtig anzusehen, bis er für dieselbe durch eingehende Mitteilung über einwurfsfreie Versuche Belege beibringt.

(Eingegangen 4. April 1908.)

Eine Anordnung zur Erzeugung praktisch konstanten hochgespannten Gleichstromes.

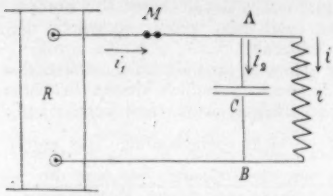
Von O. M. Corbino.

1. In einer früheren Arbeit[1]) habe ich gezeigt, daß der Sekundärstrom eines mit Wehneltunterbrecher betriebenen Ruhmkorff-Induktors bei Einschaltung einer Funkenstrecke, selbst von geringer Länge, deutlich einseitig im Sinne des Öffnungsstromes ist. Er zeigt einen geradlinigen Verlauf und dauert einen beträchtlichen Bruchteil der Unterbrecherperiode hindurch an. Nur bei ganz kurzen Funken wird der Strom zweiseitig.

Ein derartiger sehr hoch gespannter pulsierender Strom läßt sich mit der in Figur dargestellten Anordnung praktisch konstant machen.

R ist ein Induktor von kleinen Abmessungen, dessen Primärkreis durch einen Wehneltunterbrecher unterbrochen wird, und dessen Sekundäre, wie die Figur zeigt, durch das Funkenmikrometer M mit dem induktionsfreien Wider-

1) O. M. Corbino, Ricerche teoriche e sperimentali sul rocchetto di Ruhmkorff, Atti Assoc. Elettrot. Ital., 1907, Heft 3, Kap. 3.



stand r und dem Kondensator C verbunden ist. Bei jeder durch M gehenden Öffnungsentladung wird der Kondensator eine gewisse Elektrizitätsmenge erhalten, welche zum Teil längs des Widerstandes r in dem Intervall zwischen zwei aufeinanderfolgenden Entladungen verlaufen wird, während der Rest sich in dem Kondensator ansammeln wird. Die folgenden Entladungen werden die Potentialdifferenz zwischen A und B zu erhöhen suchen. In sehr kurzer Zeit wird aber ein stetiger Verlauf erreicht werden, bei welchem mit jeder Entladung der Unterbrechungsstelle M ebensoviel Elektrizität zugeführt wird, wie längs r in dem Intervall zwischen zwei aufeinanderfolgenden Entladungen fließt.

2. Um das Gesetz für die zeitliche Änderung der Stromstärke i im Zweige r und die Natur ihrer größten Änderungen zu erhalten, bezeichnen wir mit i_2 die Stromstärke im Kondensatorzweige und mit i_1 die durch das Spinterometer und die Sekundärspule des Induktors fließende Stromstärke.

Der Strom i_1 wird nach dem Voraufgegangenen bis zu seinem Verschwinden durch

$$i_1 = A - Bt \qquad (1)$$

dargestellt werden, wo A den Wert bezeichnet, welcher bei der Unterbrechung fast augenblicklich erreicht wird. Der Strom verschwindet nach der Zeit

$$\tau = \frac{A}{B} \qquad (2)$$

und behält den Wert Null von diesem Augenblicke an bis zu einer neuen Unterbrechung. Mit hinreichend kurzer Funkenstrecke und einer genügend kleinen zugeschalteten Induktanz im Primärkreise kann man erreichen, daß τ merklich gleich der ganzen Periode der Unterbrechungen wird[1]); dann gilt Gleichung (1) während der ganzen Periode.

Für i_2 und i gilt:

$$i = i_1 - i_2 = \frac{v}{r}, \qquad (3)$$

wo v die Potentialdifferenz an den Enden A und B des Kondensators bezeichnet. Es ist aber

$$v = V + \frac{1}{C}\int_0^t i_2\,dt,$$

wo V den Wert der Potentialdifferenz am Ende jeder Periode beim stationären Verlaufe bezeichnet. Es ist also:

$$ri = V + \frac{1}{C}\int_0^t i_2\,dt,$$

also nach (3):

$$ri + \frac{1}{C}\int_0^t i\,dt = V + \frac{1}{C}\int_0^t i_1\,dt,$$

und nach (1):

$$ri + \frac{1}{C}\int_0^t i\,dt = V + \frac{1}{C}\left(At - \frac{Bt^2}{2}\right).$$

Diese Gleichung wird für jeden Wert von V erfüllt, wenn man

$$i = A - Bt + BCr + \left[\frac{V}{\tau} - (A + BCr)\right] e^{-\frac{1}{Cr}t} \qquad (4)$$

setzt. Diese Beziehung gestattet auch, den Wert von V im stationären Verlaufe zu bestimmen, wenn man festsetzt, daß die Stromstärke nach der durch (2) bestimmten Zeit τ (gleich der Periode) den Wert $\frac{V}{r}$ wieder erreicht, den sie zur Zeit Null besitzt.

Zu diesem Zwecke muß man $e^{-\frac{1}{Cr}t}$ in eine Reihe entwickeln und dabei beachten, daß man für hohe Werte des Produktes Cr und für sehr hohe Unterbrechungszahlen, wenn t kleiner ist als die Periode, $\frac{1}{Cr}t$ als sehr klein annehmen kann, wenigstens soweit dies nötig ist, um die Entwicklung mit dem Gliede vom zweiten Grade von $\frac{1}{Cr}t$ abzubrechen. Man erhält dann:

$$e^{-\frac{1}{Cr}t} = 1 - \frac{1}{Cr}t + \frac{1}{2C^2r^2}t^2,$$

und es ist leicht ersichtlich, daß für

$$C = 5 \text{ Mikrofarad}$$
$$r = 2000 \text{ Ohm}$$
$$t < \frac{1 \text{ sec}}{1000}$$

das Glied vom dritten Grade in der Entwicklung kleiner als $\frac{1}{2000000}$ ist.

Durch Einsetzen in Gleichung (4) erhält man:

$$i = \frac{V}{r} - Bt + \left(BCr + A - \frac{V}{r}\right)\left(\frac{1}{Cr}t - \frac{1}{2C^2r^2}t^2\right). \qquad (5)$$

Wenn für

$$t = \tau = \frac{A}{B}$$

1) O. M. Corbino, a. a. O.

die Gleichung

$$i = i_0 = \frac{V}{r}$$

erfüllt sein soll, muß somit

$$A = \frac{2V}{r}\left(1 + \frac{\tau}{2Cr}\right) \qquad (6)$$

sein, wodurch das Potential V beim stationären Zustande bestimmt ist.

Drückt man alles als Funktion von V aus, setzt man also in Gleichung (5) für A den Wert aus Gleichung (6) und für B den entsprechenden Wert

$$B = \frac{A}{\tau} = \frac{2V}{r\tau}\left(1 + \frac{\tau}{2Cr}\right)$$

ein, und behält man nur die Glieder zweiten Grades von $\frac{1}{Cr}t$ oder $\frac{1}{Cr}\tau$ bei, so erhält man schließlich:

$$i = \frac{V}{r}\left|1 + \frac{1}{Cr}t\left[1 + \frac{\tau}{Cr} - \frac{t}{\tau} - \frac{1}{Cr}t\right]\right| . \qquad (7)$$

Aus dieser Gleichung kann man $\frac{di}{dt}$ erhalten, nämlich:

$$\frac{di}{dt} = \frac{V}{r}\left|\frac{1}{Cr} + \frac{\tau}{C^2r^2} - \left(1 + \frac{Cr}{\tau}\right)\frac{2}{C^2r^2}t\right| , \qquad (8)$$

und diese Beziehung sagt aus, daß $\frac{di}{dt}$ eine mit der Zeit abnehmende lineare Funktion ist, welche für

$$t = \frac{\tau}{2}$$

den Wert Null annimmt.

Somit ergibt sich i als bestehend aus einem konstanten Teile, $\frac{V}{r}$, und aus einem parabolisch wachsenden Teile, welcher nach einer halben Periode einen Höchstwert erreicht, danach wieder abnimmt und am Ende der Periode wieder den Wert Null erreicht, gegeben und

$$i_{\frac{\tau}{2}} = \frac{V}{r}\left[1 + \frac{1}{4Cr}\tau\left(1 + \frac{\tau}{Cr}\right)\right]$$

ist die gesamte Amplitude des variabeln Teiles, die auf den Minimalwert von i gleich $\frac{V}{r}$ bezogen ist und merklich von $\frac{\tau}{4Cr}$ bestimmt wird. Wenn also

$$C = 5 \text{ Mikrofarad},$$
$$r = 2000 \text{ Ohm},$$
$$t < \frac{1 \text{ sec}}{1000}$$

sein würde, so würde die gesamte relative Schwankung von i nur $\frac{1}{2000}$ sein, so daß man i als praktisch konstant ansehen kann.

3. Wenn sich der Ersatz der Ladung auf dem Kondensator C statt während der ganzen Periode nur während eines Bruchteiles einer solchen vollziehen würde, so würde die relative Schwankung von i etwas größer sein. Aber selbst in dem Grenzfall, daß dieser Ersatz in einem unendlich kleinen Bruchteil der Periode erfolgte, kann diese Schwankung den Wert $\frac{\tau}{Cr}$ nicht überschreiten. Das ergibt sich leicht aus dem Gesetz, welches die aperiodische Entladung eines Kondensators beherrscht, und aus der Voraussetzung, die wir über die Größenordnung von $\frac{\tau}{Cr}$ gemacht haben.

Die nahezu konstante Spannung V an den Enden des Kondensators kann für einen bestimmten Wert von A mit wachsendem r beliebig hoch steigen, wie sich aus Gleichung (6) ergibt; sie wird nur durch den Durchschlagswiderstand des Kondensators begrenzt.

4. Für die Verwirklichung der oben besprochenen Anordnung habe ich die kleinen Ruhmkorffschen Induktorien, die Funken von einigen Zentimetern liefern können, besonders geeignet gefunden. Sie können sehr gut mit Wehneltunterbrecher arbeiten, wenn man Sorge trägt, in den Primärkreis eine kleine Selbstinduktion hinzuzuschalten und zu einer Platinanode von geringer Oberfläche zu greifen, so daß die mittlere Primärstromstärke nicht übermäßig groß wird. Um ein Versagen des Unterbrechers zu vermeiden, empfiehlt es sich, in den Primärstromkreis anfangs eine beträchtliche Selbstinduktion einzuschalten, die man dann ausschalten kann, wenn der Unterbrecher zu arbeiten begonnen hat.

Auf diese Weise erhält man leicht etwa 2000 Unterbrechungen in der Sekunde, und der Unterbrecher kann lange arbeiten, wenn man den Elektrolyten mit den bekannten Methoden kühlt. Die Stromstärke im Zweige r ist ziemlich hoch und schwankt wenig mit r; man kann somit durch Erhöhung von r zu tatsächlich sehr hohen Spannungen gelangen, immer innerhalb der Sicherheitsgrenzen des Kondensators. Ein kleines Vakuumrohr, dessen Elektroden geeigneten Abstand haben, kann als Ventil dienen; liegt es nämlich dauernd im Nebenschluß zum Kondensator, so geht die Entladung durch *es* hindurch, wenn die Spannung einen bestimmten Wert überschreitet. Für das Spinterometer M ergibt sich der geeignetste Elektrodenabstand aus der Erfahrung; bei zu kleinem Abstand gehen auch die Schließungsströme hindurch, und der Kondensator lädt sich wenig — bei zu großem Abstand wird die bei jeder Entladung in Bewegung gesetzte Elektrizitätsmenge klein; überdies wird der Verlauf durch den unregelmäßigen Funkenüber-

gang infolge der entstehenden heißen Luftströmungen inkonstant. Man geht daher zweckmäßig nur wenig über den Abstand hinaus, bei welchem auch die Schließungsströme übergehen.

5. Da mir bei meinen Versuchen kein Kondensator zu Gebote stand, welcher hohen Spannungen stand zu halten vermochte, so mußte ich mich auf eine Spannung von 1200 Volt beschränken, und selbst so mußte ich noch, um den Paraffinpapierkondensator des hiesigen Instituts nicht zu gefährden, mit ihm einen Satz von vier Aluminiumkondensatoren in Reihe schalten, die untereinander gleichfalls in Reihe geschaltet und anfänglich bei 150 Volt formiert waren. Diese hatten keinen unendlich großen inneren Widerstand, und die ganze Potentialdifferenz würde sich daher auf die Enden des ersten übertragen haben; deshalb wurde zwecks gleichmäßiger Spannungsverteilung von diesem ein Widerstand ϱ von etwa 20000 Ohm abgezweigt. Im stationären Zustand lagen somit an den Enden des Papierkondensators 600 Volt und 600 Volt an den Enden des Systems elektrolytischer Kondensatoren. Die Kapazität beider Kondensatoren war auch gleich.

Der Induktor R konnte Funken von einigen Zentimetern liefern. Sein Primärkreis war verbunden mit einer weiteren Selbstinduktion, welche nach eingeleitetem Betriebe teilweise ausgeschaltet wurde, ferner mit einer Sammlerbatterie von 76 Volt und mit dem Wehneltunterbrecher. Letzterer bestand aus einem 0,65 mm starken und 6 mm langen Platindraht, der in eine Glasröhre eingeschmolzen war und in Wasser tauchte, das mit Schwefelsäure angesäuert war (Dichte 1,15). Die Spinterometerkugeln hatten einen Abstand von etwa 2 mm; dabei zeigte der Funkenübergang eine bemerkenswerte Regelmäßigkeit und Beständigkeit. Auf diese Weise wurden an den Klemmen A und B 1200 Volt erhalten bei einer durch den Widerstand ϱ und die Aluminiumkondensatoren fließenden Nutzstromstärke von etwa 25 Milliampere.

Mit dem Paraffinpapierkondensator allein und einem Widerstand r (Fig. S. 409), an dessen Enden AB 600 Volt nicht überschritten wurden, floß durch den Zweig r ein konstanter Strom von ungefähr 30 Milliampere. Dieser schwankte sehr wenig mit r; beispielsweise nahm, wenn r von Null bis auf 20000 Ohm gesteigert wurde, die Stromstärke nur von 35 auf 30 Milliampere ab.

Es ist übrigens klar, daß man viel ansehnlichere Ergebnisse erzielen muß, wenn man über Hochspannungskondensatoren und über Induktorien verfügt, welche Sekundärströme von größerer mittlerer Stromstärke liefern. Beispielsweise erhielt ich mit zwei Ruhmerschen Kondensatoren in Reihenschaltung bei passender Erhöhung des Widerstandes r im Arbeitsstromkreise ungefähr 6000 Volt.[1]) Der kleinere Wert, den in diesem Falle die Kapazität C erhält, kann die schnellen Schwankungen der Stromstärke i auch nicht größer machen, denn diese Schwankungen hängen ja, wie Gleichung (8) zeigt, nur von dem Produkt Cr ab. Somit könnte meine Anordnung die Batterien aus kleinen Akkumulatoren in solchen Fällen ersetzen, wo diese nicht in genügender Anzahl vorhanden sind.

1) Mit einem 15 cm-Induktor erhält man im Sekundärkreis fast konstant 15 Milliampere, wie hoch auch der Widerstand r sein mag.

Physikalisches Institut der Kgl. Universität Messina.

(Aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 13. April 1908.)

Die im Induktionsfunken übergehende Elektrizitätsmenge und dessen sogenannter Widerstand.

Von O. M. Corbino.

1. Die charakteristische Kurve, welche den Zusammenhang zwischen der Potentialdifferenz und der Stromstärke wiedergibt, wird für den Fall eines Glimmstromes bei gewöhnlichem Druck recht gut durch eine Formel ausgedrückt, welche der für den Bogen geltenden analog ist, nämlich:

$$V = a + \frac{b}{i}. \qquad (1)$$

In dieser Formel hängen die Konstanten a und b ausschließlich vom Elektrodenabstand ab.[1]) Daß eine solche Beziehung auch noch für einen dynamischen Vorgang gilt, nämlich für Ströme von ganz kurzer Dauer und schneller Veränderlichkeit, wie sie im Funken vorliegen, scheint auf den ersten Blick wenig wahrscheinlich. Es ist jedoch Koch und besonders Heydweiller gelungen[2]), auf Grund dieser Hypothese fast alle bei früheren Experimentaluntersuchungen gefundenen quantitativen Beziehungen zu erklären.

Besonders zu erwähnen sind die Versuche über die Ladung, welche auf den Belegungen eines Kondensators zurückbleibt, wenn die Entladung aperiodisch durch eine Funkenstrecke und einen sehr hohen Widerstand erfolgt; ferner vor allen Dingen die Versuche über die oszillierende Entladung von Kondensatoren hinsicht-

1) Kaufmann, diese Zeitschr. **4**, 578, 1903. — J. Stark, diese Zeitschr. **4**, 535, 1903. — J. Koch, Ann. d. Phys. (4) **15**, 865, 1904.

2) A. Heydweiller, Ann. d. Phys. (4) **19**, 649, 1906.

lich der Beziehung zwischen der im Funken verausgabten Energie und der sich ergebenden Dämpfung des Stromes.

In diesem Zusammenhange verliert der Begriff des Widerstandes des Funkens, welcher Gegenstand so zahlreicher Experimentaluntersuchungen gewesen ist, jegliche Bedeutung, mag man ihn nun definieren als Widerstand eines Leiters, in welchem die Entladung die Entwickelung einer gleichen Wärmemenge hervorruft, oder mag man die andere Definition wählen und ihn dem Widerstande eines Leiters gleichsetzen, der unter gleichen Bedingungen dieselbe Dämpfung der Entladung hervorzubringen vermag.

Die Ausdehnung der Formel (1) auf den dynamischen Vorgang bildet nun das einzige Mittel für jegliche quantitative Vorausbestimmung und für die Definition der von dem Funken herrührenden Wirkungen. Das hat jedoch im allgemeinen eine ernste Komplikation für das theoretische Studium der Erscheinungen bei veränderlichen Strömen zur Folge, weil in den einschlägigen Differentialgleichungen das Glied $a + \frac{b}{i}$ auftritt. Dadurch wird im allgemeinen Falle die Lösung der Gleichung für die Entladung eines Kondensators unmöglich, und sie ist Heydweiller nur geglückt, nachdem er mit Hilfe geeigneter Voraussetzungen über den Wert der Koeffizienten einige Glieder aus der Gleichung entfernt hatte.

2. Einen sehr einfachen Fall, der ohne Einschränkungen rechnerisch gelöst werden kann, habe ich kürzlich in einer Arbeit über den Ruhmkorffschen Induktor[1]) behandelt. Er betrifft den Stromverlauf in einem Stromkreise, der aus der Funkenstrecke und einem induktiven Widerstande (r, L) besteht, und der, während er von dem Strome $\mathcal{J}$ durchflossen wird, durch Unterdrückung der äußeren EMK. sich selbst überlassen wird. Dann gilt für die Stromstärke i die Gleichung:

$$ri + L\frac{di}{dt} + a + \frac{b}{i} = 0\,; \qquad (2)$$

diese hat das allgemeine Integral:

$$\log \frac{(i-\alpha)^{\alpha}}{(i-\beta)^{\beta}} = -\frac{r}{L}(\alpha-\beta)t + \text{const}, \qquad (3)$$

wo α und β die Wurzeln der Gleichung

$$ri^2 + ai + b = 0 \qquad (3a)$$

für i sind, und wo die Konstante bestimmt werden kann, wenn der Wert von i für $t = 0$ bekannt ist.

Der experimentelle Fall, auf den Gleichung (2) anwendbar ist, läßt sich sehr einfach verwirklichen. Läßt man im Primärkreise eines Induktors plötzlich eine EMK. wirken, die genügend hoch ist, damit die induzierte EMK. im Sekundärkreise zwischen dessen Polen einen Funken zum Überspringen bringen kann, so wird sich im Sekundärkreise in einer außerordentlich kurzen Zeit τ ein Strom $\mathcal{J}_2$ ausbilden, der danach aperiodisch abnehmen wird, während der Primärstrom, der bereits innerhalb der Zeit τ seinen Endwert nahezu erreicht hat, bei der weiteren Abnahme des Sekundärstromes fast gar nicht mehr mitspielt.[1])

Daraus folgt, daß die gesamte durch den Sekundärkreis gehende Elektrizitätsmenge vollständig (wegen der Kleinheit von τ) bei der Abnahme von i vom Werte $\mathcal{J}_2$ auf 0 transportiert wird, sofern die Gleichungen (2) und (3) gelten. Diese Elektrizitätsmenge, welche ohne den Funken $\frac{M\mathcal{J}_1}{r}$ betragen würde (wo M der Koeffizient der gegenseitigen Induktion und $\mathcal{J}_1$ der Endwert der Stromstärke im Primärkreise ist), wird also einen hiervon verschiedenen Wert haben. Wenn man nun den Funken durch einen Leiter vom Widerstande ϱ ersetzen könnte, so würde, da der Stromdurchgang auch beim Funken die gesamte Änderung des Sekundärflusses begleitet, die beobachtete Elektrizitätsmenge Q gleich $\frac{M\mathcal{J}_1}{r+\varrho}$ sein, und man würde aus der Messung dieser Elektrizitätsmenge den Wert für ϱ erhalten können.

Da indessen in Wirklichkeit der so definierte Widerstand keinen Sinn hat, so wird es sicherlich nützlicher sein, bei der Berechnung von Q von der Gleichung (2) auszugehen und den erhaltenen Wert mit dem aus dem Versuch gefundenen zu vergleichen. Aus dieser Vergleichung wird man interessante Einzelheiten über die Anwendbarkeit der Gleichung (1) auf den dynamischen Vorgang unter diesen Verhältnissen entnehmen können. Über die von mir zu diesem Zwecke ausgeführten Versuche will ich in der vorliegenden Arbeit berichten.

3. Die Gleichung (2) läßt sich in der Form

$$\frac{L\,i\,di}{ri^2 + ai + b} = -dt$$

schreiben, in welcher die Veränderlichen ganz voneinander getrennt sind. Weiter wird

$$\frac{Li^2 di}{ri^2 + ai + b} = -i\,dt$$

sein und folglich, wenn Q die Elektrizitätsmenge bezeichnet, welche im Stromkreise fließt, wenn i von $\mathcal{J}_2$ zu 0 übergeht:

1) O. M. Corbino, Ricerche teoriche e sperimentali sul rocchetto di Ruhmkorff, Atti Assoc. Elettrot. Italian. 1907, Heft 3 und 4, §§ 14, 15.

1) O. M. Corbino, a. a. O., Kap. 1.

$$Q = L\int_0^{\mathfrak{J}_2} \frac{i^2\,di}{ri^2+ai+b}.$$

Nun ist folgendes zu beachten: Wenn $-\alpha$ und $-\beta$ die Wurzeln für das gleich o gesetzte Trinom ri^2+ai+b sind, so ist:

$$\frac{i^2}{ri^2+ai+b} = \frac{\alpha}{\alpha-\beta}\cdot\frac{i}{r(i+\alpha)} - \frac{\beta}{\alpha-\beta}\cdot\frac{i}{r(i+\beta)},$$

und demnach:

$$L\int\frac{i^2\,di}{ri^2+ai+b} = \frac{L}{r}\frac{\alpha}{\alpha-\beta}\int\frac{i\,di}{i+\alpha} - \frac{L}{r}\frac{\beta}{\alpha-\beta}\int\frac{i\,di}{i+\beta} + \text{const.}$$

Führt man also die Integration des zweiten Gliedes zwischen den Grenzen o und $\mathfrak{J}_2$ aus, so erhält man:

$$\frac{r}{L}(\alpha-\beta)\,Q = (\alpha-\beta)\,\mathfrak{J}_2 - \alpha^2\log\frac{\mathfrak{J}_2+\alpha}{\alpha} + \beta^2\log\frac{\mathfrak{J}_2+\beta}{\beta},$$

oder:

$$Q = \frac{L}{r}\left[\mathfrak{J}_2 - \frac{\alpha^2}{\alpha-\beta}\log\frac{\mathfrak{J}_2+\alpha}{\alpha} + \frac{\beta^2}{\alpha-\beta}\log\frac{\mathfrak{J}_2+\beta}{\beta}\right]. \qquad (4)$$

Die Formel gestattet also die Berechnung von Q, wenn man die Werte für $\mathfrak{J}_2$, r, L und die Konstanten des Funkens, a und b, kennt. Der Wert von $\mathfrak{J}_2$ stellt in dem hier behandelten experimentellen Falle den Höchstwert dar, welchen der Sekundärstrom schnell erreicht; er ist, wie ich in der erwähnten Arbeit festgestellt habe, merklich gleich $\frac{M\mathfrak{J}_1}{L}$, wo $\mathfrak{J}_1$ der Endwert der Primärstromstärke ist. Für die Konstanten a und b kann man schließlich die Werte benutzen, welche sich aus den Messungen mit Gleichstrom ergeben.

4. Für die experimentelle Messung von Q benutzte ich einen Ruhmkorffinduktor von 15 cm Funkenlänge, der mit dem von mir in der oben genannten Arbeit untersuchten fast identisch war.

In den Primärkreis schickte ich den Strom aus einer Sammlerbatterie, der durch einen Rheostaten reguliert wurde. Die angewandte EMK. betrug etwa 60 Volt; ich konnte somit in der Sekundäre Funken von 1,25 mm Maximallänge erhalten. Ich überzeugte mich mit Hilfe der Braunschen Röhre davon, daß, trotzdem die Zeitkonstante des Primärkreises einen größeren Wert hatte als bei meinen ersten Versuchen, doch der Sekundärstrom in unmerklicher Zeit seinen Höchstwert erreichte, und daß weiter der Sekundärstrom, der sofort beim Stromschluß auftrat, während seiner ganzen Änderung den Sekundärfluß begleitete.

Die bei jedem Schließen des Primärkreises im Sekundärkreise induzierte Elektrizitätsmenge maß ich, indem ich sie durch ein entsprechend geshuntetes ballistisches Galvanometer mit beweglicher Nadel schickte. Die Entladungen dauerten (verhältnismäßig) lange, und die induzierte EMK. war nicht sehr hoch; es waren daher innere Entladungen in den Galvanometerspulen nicht zu befürchten. Diese Spulen bestanden überdies aus wenigen Windungen dicken Drahtes und hatten daher eine sehr kleine Selbstinduktion.

Die Elektroden, zwischen denen der Funken überging, hatten Kugelgestalt mit etwa 1 cm Durchmesser und bestanden aus verschiedenen Metallen. Ich verwandte besondere Sorgfalt auf die Politur der bei der Entladung beanspruchten Stellen. Der Elektrodenabstand konnte mittels einer Mikrometerschraube reguliert werden.

Innerhalb der Abweichungsgrenzen zwischen zwei aufeinander folgenden, unter identischen Bedingungen angestellten Messungen konnte ich keinen systematischen Unterschied zwischen den mit Eisen, Messing, Zink und Kupfer erhaltenen Ergebnissen feststellen. Dagegen stellte ich merkliche Unterschiede fest, als ich mit Kohlekugeln aus dochtloser Bogenlampenkohle Versuche machte. Bei diesen erhielt ich unter sonst gleichen Bedingungen stets größere Ausschläge und konnte außerdem eine doppelt so große Funkenlänge erreichen wie mit Metallelektroden. Wenn eine Elektrode aus Kohle, die andere aus Kupfer bestand, so erhielt ich dieselben Ergebnisse wie mit zwei Kohleelektroden oder mit zwei Kupferelektroden, je nachdem Kohle oder Kupfer die Kathode bildete.

Die Versuchsergebnisse finden sich in nachstehender Tabelle I zusammengestellt. In dieser Tabelle enthält die erste Spalte die Endwerte der Primärstromstärke, die übrigen Spalten enthalten die Ausschläge bei den einzelnen in Millimetern ausgedrückten Funkenlängen und bei den verschiedenen Elektrodenmaterialien.

Die in der Tabelle verzeichneten Zahlen sind nicht direkt experimentell gefunden worden. Die Ergebnisse jeder mehrfach wiederholten Versuchsreihe, die bis auf eine Einheit untereinander übereinstimmten, wurden in eine Zeichnung eingetragen. Aus dieser wurden unter Abrundung der Einer mit Fortlassung der ersten Dezimale die Ablenkungen für die in der ersten Spalte angegebenen ganzzahligen Werte von $\mathfrak{J}_1$ abgeleitet, denen übrigens die unmittelbar beobachteten sehr nahe kamen.

Tabelle I.

$\mathfrak{J}_1$ in Ampere	Kohle				Kupfer			
	$d = 0{,}5$	$d = 1$	$d = 1{,}5$	$d = 2{,}5$	$d = 0{,}25$	$d = 0{,}5$	$d = 0{,}75$	$d = 1$
2	1,5	1,5	—	—	—	—	—	—
3	6,5	6	4	3	4,5	—	—	—
4	15	10	8	6	8	7	6,5	5
5	24	16	12	10	13	12	10	8,5
6	34	24	18	16	18	17	15	13
7	44	32	24	21	24	22	20	18
8	54	41	33	27	31	28	26	23
9	64	49	41	34	38	34	32	29
10	74	58	50	41	45	40	38	35
11	84	67	59	49	52	47	45	41

Die Durchsicht der Zahlen in der Tabelle zeigt zunächst den Gang der Ausschläge mit Änderung von $\mathfrak{J}_1$; dieser Gang wird indessen aus den Zeichnungen noch besser ersichtlich. Außerdem ersieht man sofort den großen Unterschied zwischen den mit Kohle gewonnenen Ergebnissen einerseits und den mit Kupfer und den übrigen Metallen erhaltenen andererseits.

5. Von den Galvanometerausschlägen konnte ich zu den absoluten Werten der Elektrizitätsmengen gelangen unter Berücksichtigung des Verhältnisses zwischen den beiden Zweigen des Shunt, von denen einer das Galvanometer enthielt, sowie der nach den bekannten Methoden bestimmten Galvanometerkonstante. Außerdem berechnete ich für die verschiedenen Abstände zwischen den Metallelektroden auf Grund der Formel (3) die absoluten theoretischen Werte für die Elektrizitätsmenge. Es war:

$$r = 7000,$$
$$L = 180;$$

ferner benutzte ich für a und b die von Koch bestimmten in der folgenden Tabelle II verzeichneten Werte.

Tabelle II.

d in mm	a in Volt	b in Watt
0,25	322	0,15
0,5	343	0,3
0,75	365	0,45
1	386	0,6

Ich erhielt so nach Gleichung (3a) die Werte für α und β und fand, daß in Gleichung (3) für die Werte von $\mathfrak{J}_2$ zwischen 20 und 70 Milliampere das Glied mit α gegenüber den beiden anderen hinreichend klein war; auch α war sehr klein gegenüber β. Die Werte für Q wurden für $\mathfrak{J}_2 = 20, 30, 40, 50, 60$ und 70 Milliampere berechnet. Dann wurden nach der Formel

$$\mathfrak{J}_2 = \frac{M}{L}\,\mathfrak{J}_1$$

die Werte der Primärstromstärke $\mathfrak{J}_1$ berechnet, welche die der Rechnung zugrunde gelegten Werte von $\mathfrak{J}_2$ hervorbringen konnten. Die bereits mit den experimentell gefundenen Werten konstruierten Kurven für Q als Funktion von $\mathfrak{J}_1$ gestatten dann, die experimentell erhaltenen entsprechenden Elektrizitätsmengen abzuleiten.

Tabelle III enthält eine Zusammenstellung der Ergebnisse und gestattet, die beobachteten Werte mit den berechneten zu vergleichen.

6. Wie man sieht, ist für die Funkenlängen 0,25 mm sowie auch 0,5 mm die Übereinstimmung geradezu bemerkenswert, wenn man bedenkt, wie viele Hypothesen und Messungen nötig sind, um zu den Zahlen der Tabelle zu gelangen, und wenn man ferner bedenkt, daß absolute Werte der Elektrizitätsmenge verglichen werden.

Die bei längeren Funken erhaltenen Unterschiede überschreiten zweifellos die Grenzen der Messungsfehler; wir müssen daher untersuchen, durch welche Ursachen sie etwa bestimmt sind.

Tabelle III.

$\mathfrak{J}_1$ in Ampere	$\mathfrak{J}_2$ in Milliampere	Q in Mikrocoulomb							
		$d = 0{,}25$ mm		$d = 0{,}50$ mm		$d = 0{,}75$ mm		$d = 1$ mm	
		ber.	beob.	ber.	beob.	ber.	beob.	ber.	beob.
2,8	20	84	66	73	—	—	—	—	—
4,3	30	174	160	157	140	153	120	147	100
5,7	40	283	260	262	250	254	220	237	190
7,1	50	410	400	383	365	374	330	349	290
8,5	60	550	550	518	500	502	470	475	420
10	70	701	710	664	644	644	615	612	560

Die schwerste Fehlerquelle liegt sicherlich in der Annahme, daß der Primärstromstärke $\mathcal{J}_1$ eine Sekundärstromstärke

$$\mathcal{J}_2 = \frac{M\,\mathcal{J}_1}{L}$$

auch bei längeren Funken entspricht; und leider beeinflußt ein kleiner Unterschied im Werte von $\mathcal{J}_2$ den berechneten Wert von Q beträchtlich.

Ich habe nun in der oben erwähnten Arbeit nachgewiesen, daß der Strom $\mathcal{J}_2$ diesen Wert nur dann hat, wenn der Sekundärkreis metallisch geschlossen ist, und wenn ihre Zeitkonstante gegenüber der des Primärkreises sehr groß ist. Wenn man andererseits, um dem Vorhandensein des Funkens Rechnung zu tragen, das System der Gleichungen, welches die Schließungsphase bestimmt, integriert und dabei die Gleichung für den Sekundärkreis durch Hinzufügen der Glieder $a + \frac{b}{i}$ vervollständigt, so begegnet man unüberwindlichen Schwierigkeiten. Die Integration ist dagegen noch möglich, wenn man zunächst nur das Glied a berücksichtigt, und es läßt sich nachweisen, daß, wenn die Konstanten des Stromkreises so beschaffen sind, daß bei kurzgeschlossenem Sekundärkreise der Höchstwert des Stromes beim Schließen merklich gleich $\frac{M\,\mathcal{J}_1}{L}$ ist, daß dann derselbe Wert trotz der Anwesenheit des von dem Funken herrührenden Gliedes a erreicht werden wird.

Für das Glied $\frac{b}{i}$ gilt nicht dasselbe. Dieses Glied kann man ansehen als herrührend von einem veränderlichen Widerstande mit dem augenblicklichen Werte $\frac{b}{i^2}$, also einem bei Strömen von geringer Intensität und bei längeren Funken besonders hohen Werte. Wir wissen nun, daß sich die sekundäre Höchststromstärke durch Einführung eines Widerstandes in den Sekundärkreis, wenn auch noch so wenig, ändert. Den Werten für die Stromstärke $\mathcal{J}_1$ werden also kleinere Werte von $\mathcal{J}_2$ entsprechen als die zur Berechnung von Q benutzten und in der zweiten Spalte mitgeteilten; wenigstens gilt dies für Funken größerer Länge. Tatsächlich habe ich bei direkter Beobachtung der Maximalamplitude des Sekundärstromes mit der Braunschen Röhre feststellen können, daß für kleine Werte der Primärstromstärke der Höchstwert der Sekundärstromstärke bei Verlängerung der Funkenstrecke von 0,1 auf 1 mm etwas sinkt. Dieser Einfluß ist bei stärkeren Primärströmen viel weniger ausgeprägt. Tatsächlich zeigt die Durchsicht der Tabelle III, daß mit zunehmender Primärstromstärke die Abweichungen zwischen den berechneten und den beobachteten Werten verhältnismäßig kleiner werden.

Die auf Grund der Formel (1) mit den für Gleichstrom geltenden Konstanten berechneten Werte für die Elektrizitätsmenge stimmen also größtenteils mit den Versuchsergebnissen überein, und die gefundenen Abweichungen scheinen nicht auf die Annahme zurückgeführt werden zu sollen, daß Gleichung (1) auf den Funken anwendbar sei, sondern lassen eine andere Erklärung zu, die ihren Verlauf und ihre Richtung erklärt.

Physikalisches Institut der Kgl. Universität Messina.

(Aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 13. April 1908.)

BESPRECHUNGEN.

H. Hausrath, Die Untersuchung elektrischer Systeme auf Grundlage der Superpositionsprinzipien. 8. VIII u. 126 S. mit 19 Figuren. Berlin, Jul. Springer. 1907. M. 3,—

In dankenswerter Weise werden eine große Reihe der scheinbar zusammenhanglosen elektrischen Meßmethoden, die an Leitungsnetzen und Kabeln üblich sind, auf ein gemeinsames Grundprinzip zurückgeführt. Auch eine Reihe neuer Verfahren ergibt sich dabei aus den allgemeinen Grundlagen, deren Auffindung wohl sonst dem Zufall überlassen geblieben wäre.

R. Rüdenberg.

S. Young, Stoichiometry, together with an introduction to the study of physical chemistry by W. Ramsay. Textbooks of physical chemistry. With eighty-eight figures in the text. 8. LXI u. 381 S. London, Longmans, Green and Co., 39 Paternoster Row. 1908. Gebunden 7 sh. 6 d.

Die unter Sir William Ramsays Ägide erscheinende Serie physikalisch-chemischer Lehrbücher ist um zwei Abteilungen bereichert worden.

Young, einer der tüchtigsten früheren Mitarbeiter Ramsays, hat es in ausgezeichneter Weise verstanden, die stöchiometrischen Grundlagen der physikalischen Chemie darzustellen;

seine Ausführungen sind von seltener Klarheit und Anschaulichkeit.

J. Thomsen, Thermochemistry. Translated from the danish by K. A. Burke. (Text-Books of physical chemistry.) 8. XV u. 495 S. London, Longmans, Green and Co., 39 Paternoster Row, E. C. 1908. Gebunden 9 sh.

Der zweite neuerschienene Band behandelt das Gebiet der Thermochemie und zwar hat man zu diesem Zwecke die hier schon früher besprochene kurze Bearbeitung der thermochemischen Untersuchungen J. Thomsens ins Englische übersetzt. Der Referent muß gestehen, daß er bei aller Hochschätzung J. Thomsens in einem so modern angelegten Werke auch eine moderne Darstellung der Thermochemie erwartet hätte; handelt es sich dabei auch um ein gewiß schwieriges Unternehmen, so hätte der Berichterstatter doch nicht gedacht, daß ein völliger Verzicht auf eine moderne, das ganze Gebiet umfassende Darstellung geboten erscheinen würde. Schließlich sind ja J. Thomsens persönliche Untersuchungen nur ein kleiner, wenn auch vielleicht der beste Teil des vorliegenden Materials, und daher zweifellos einseitig.

E. Bose.

R. Ruer, Metallographie in elementarer Darstellung. gr. 8. XII u. 312 S. mit 127 Abbildungen u. 5 Tafeln. Hamburg, L. Voß, 1907. M. 10,—, gebunden M. 11,50.

Das weite Gebiet der Legierungen ist von jeher für die Technik von besonderer Wichtigkeit gewesen, doch fehlte es noch vor wenigen Jahren durchaus an einer systematischen Durcharbeitung des Gebietes. Hier ist nun in den letzten Jahren namentlich von Tammann und seinen zahlreichen Mitarbeitern eine Fülle wertvollen Materiales beschafft worden. Der Verf., der an dieser Arbeit regen Anteil genommen hat, war besonders berufen, eine zusammenfassende Darstellung der wissenschaftlichen Grundlagen sowie der Methodik der Metallographie abzufassen und hat sich dieser Aufgabe mit unverkennbarem Geschick unterzogen. Die Darstellung ist im besten Sinne des Wortes elementar, d. h. sie rückt klar und gründlich die Hauptsachen ins rechte Licht, bleibt trotz der Vermeidung mathematischer Ausführungen durchaus exakt und kommt dem Verständnis durch reichliche und geschickte Verwendung graphischer Darstellungen erfolgreich zu Hilfe.

E. Bose.

Arthur A. Noyes, The electrical conductivity of aqueous solutions. Carnegie Institution, Washington 1907.

Wer den stattlichen Band in die Hand nimmt, in welchem hier Noyes zusammenfassend eine Reihe von Untersuchungen veröffentlicht, die die Leitfähigkeitsmessungen an wäßrigen Lösungen ausdehnt bis zu Temperaturen von über 300° Celsius und den zugehörigen hohen Drucken, der wird sich eines leisen Gefühles von Neid nicht erwehren können gegenüber der mächtigen Unterstützung, welche die amerikanische Wissenschaft durch Privatmittel erhält. Hier ist es die Carnegie-Institution, mit deren reichen Mitteln Noyes und seine Mitarbeiter haben arbeiten dürfen. Eine Aufzählung der Resultate wäre ohne Publikation umfangreicher Tabellen, für die leider an dieser Stelle kein Platz verfügbar ist, nicht gut möglich und möge daher unterbleiben.

E. Bose.

Tagesereignisse.

Vom 30. August bis 2. September 1908 findet in Glarus die 91. Versammlung der Schweizerischen naturforschenden Gesellschaft zugleich mit der Jahresversammlung der Schweizerischen Gesellschaft für Chemie statt.

Vorträge werden u. a. halten:

Professor A. Riggenbach-Burckhardt, Basel: Die Schweremessungen der schweizerischen geodätischen Kommission;

Professor Dr. Ch.-E. Guye, Genf: Un puissant auxiliaire de la science et de l'industrie: l'arc voltaïque, son mécanisme et ses applications;

Dr. H. Greinacher, Zürich: Über die radioaktiven Substanzen.

Berichtigung.

In meiner Mitteilung: Neue Beobachtungen über asymmetrische Tripletts, diese Zeitschr. **9**, 340, 1908, ist ein Druckfehler stehen geblieben:

S. 344, Spalte 2, Zeile 19 v. o. muß es heißen „Mittellinie" statt „Mitte". P. Zeeman.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr. M. Mayer für Chemie, an der Technischen Hochschule Wien Dr. L. Moser für anorganische und analytische Chemie.

Ernannt: Der a. o. Professor der mathematischen Physik an der Universität Marburg Dr. Wilhelm Feußner zum ord. Honorarprofessor daselbst, der Direktor der Aachener höheren Fachschule für Textilindustrie Professor Dr. Sigmund Kapff zum etatsmäßigen Dozenten für chemische Technologie an der Technischen Hochschule Aachen, Dr. M. Mugdan zum Geschäftsführer des Konservatoriums für elektrochemische Industrie in Nürnberg, Dr. Ch. Neilson zum o. Professor der physiologischen Chemie an der Universität St. Louis.

Gestorben: Der Chemiker T. Coupier in Amboise, der Professor der anorganischen und Agrikulturchemie in St. Petersburg G. G. Gustavson (früher an der landwirtschaftlichen Akademie Moskau).

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.